DIE NATURWISSENSCHAFTEN

BEGRÜNDET VON A. BERLINER UND C. THESING

UNTER BESONDERER MITWIRKUNG VON

ERICH v. HOLST

HERAUSGEGEBEN VON

ERNST LAMLA

BEIRAT:

J. BARTELS · E. BEDERKE · H. BROCKMANN · P. TEN BRUGGENCATE · C. W. CORRENS · H. v. FICKER
R. GRAMMEL · O. HAHN · R. HARDER · M. HARTMANN · W. HEISENBERG · K. HENKE · A. KÜHN
M. v. LAUE · H. MARTIUS · R. W. POHL · H. REIN

ORGAN DER MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN
ORGAN DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

38. JAHRGANG **HEFT 2** (ZWEITES JANUARHEFT) **1951**

INHALT:

AUFSÄTZE. Seite

Ergebnisse und Analyse unterschiedlicher Mechanismen der Strahlenwirkung bei einigen biologischen Systemen. Von WOLFGANG HUBER 21

BERICHTE.

Kernmomente und Kernmodelle. Von HANS KOPFERMANN . 29

Mikrowellenspektroskopie. Von RICHARD HONERJÄGER 34

Der Stand der Zyklomorphoseforschung. Von ULRICH LIEDER 39

Die Zellgröße als der entscheidende Faktor für die Entstehung der verschiedenen Sortengruppen beim Kulturlein (Linum usitatissimum L.). Von F. SCHWANITZ 44

KURZE ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Identifizierung adsorbierter Substanzen mittels ihrer Reflexionsspektra. Von FRANZISKA PRUCKNER, M. VON DER SCHULENBURG und G. SCHWUTTKE 45

Kristallstruktur von $CuMg_2$. Von KONRAD SCHUBERT und KURT ANDERKO 46

Zum Nachweis von m-Aminophenol in p-Aminosalicylsäure. Von ADELHEID KOFLER 46

Die Umwandlung von Penicilliopsin in Hypericin. Von HANS BROCKMANN und RÜTGER NEEFF 47

Beobachtung eines photosensibilisierenden Effekts von Akridinorange bei Paramaecium caudatum. Von R. BORCHERT und J.-G. HELMCKE 48

BESPRECHUNGEN.

HEINRICH KADEN, Die elektromagnetische Schirmung in der Fernmelde- und Hochfrequenztechnik. (Ref.: K. TAMM) 48

Berichtigung 48

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

Jahrgang 38 Heft 2 (Zweites Januarheft) 1951

Ergebnisse und Analyse unterschiedlicher Mechanismen der Strahlenwirkung bei einigen biologischen Systemen*).

Von WOLFGANG HUBER, Brooklyn, N. Y., USA**) ***).

Während der letzten 5 Jahre haben wir sehr eingehend die Wirkungen von Elektronenblitzen hoher Intensität[1]) auf zahlreiche biologische und chemische Systeme [1] untersucht. Dieser Strahlungstyp ist charakterisiert durch Strahlungsstöße von etwa 0,1 bis 100 μsec Dauer mit Pausen zwischen den Impulsen, die groß sind im Vergleich zur Impulsdauer [2]. Die Energien, die bei solchen Mikrosekunden-Impulsen verfügbar werden, liegen größenordnungsmäßig bei einigen Hundert bis Tausend Millionen rep·g (roentgen-equivalent-physical). Dieser Umstand ermöglicht es, in einem Absorber innerhalb extrem kurzer Zeiten biologische und chemische Veränderungen von beträchtlichem Ausmaß hervorzubringen.

Mit dieser Bestrahlungstechnik haben wir schon frühzeitig [3] deutliche Abweichungen von den aus der Literatur über kontinuierliche Strahlungen, wie Alpha-, Beta-, Gamma-, Röntgen-, Elektronen-Strahlung usw., bekannten Daten [4] beobachtet. Es wurde bald offenbar, daß viele von den als charakteristisch für die eine oder für die andere dieser Strahlenarten beschriebenen Effekte überhaupt keine primären Strahlenwirkungen sind, sondern zusammengesetzte Effekte, die nach Art und Ausmaß ebensosehr von Medium, Temperatur, Atmosphäre, Oberflächenbedingungen, Dosisleistung usw. abhängen wie von der Strahlung selbst.

In einer Zeit, wo die Verwendung von Strahlungen für zahlreiche praktische Zwecke so nahe liegt, schien es uns von besonderer Wichtigkeit, Art und Ausmaß solcher biologischer Reaktionen zu bestimmen, die durch die Strahlung *per se* verursacht werden. Es hat sich ergeben, daß derartige Untersuchungen interessante Ergebnisse liefern insofern, als gezeigt werden konnte, daß unter kontrollierten Bedingungen eine ganz unerwartet ausgeprägte unterschiedliche Spezifität in der Strahlenempfindlichkeit verschiedener biologischer und chemischer Systeme besteht [5].

So haben wir den Einfluß von Faktoren wie momentane Dosisleistung, Temperatur, Medium und umgebende Atmosphäre, sei es allein oder in Kombination miteinander, untersucht. Die Apparatur, die wir bei unserer Arbeit verwendet haben, war ein Kapazitron mit einer Spitzenspannung von 3,5 MV, das allerdings bei der Mehrzahl der Experimente bei 2 oder 2,5 MV arbeitete. Das Kapazitron ist ein Teilchenbeschleuniger, welcher nach dem in Fig. 1 dargestellten Prinzip arbeitet.

Ein Wechselstrom, der von einer der üblichen Stromquellen geliefert wird, wird auf 100000 V oder mehr transformiert und gleichgerichtet. Der resultierende Gleichstrom wird über Widerstände in einen Impulsgenerator geleitet. Dieser besteht je nach Spannung und Stromstärke aus mehr oder weniger zahlreichen Kondensatorenbänken, die über Spulen parallel aufgeladen und die durch ein System von justierbaren Funkenstrecken in Reihe entladen werden. Die Funkenstrecken wirken als mehr oder weniger trägheitslose Schalter. Der resultierende Impuls von hoher Intensität wird dazu benutzt, um Elektronen im Inneren eines Lamellenentladungsrohres [6] zu beschleunigen. Die Teilchen bewegen sich in dem evakuierten System parallel und verlassen das Rohr an seiner Grundfläche, die aus einem Fenster aus dünner Metallfolie besteht.

Die genaue Bestimmung großer Energiemengen, die in ultrakurzen Zeiten frei werden, ist schwierig, und die üblichen Methoden der Strahlenmessung sind nicht sehr gut anwendbar. Wir haben deshalb sowohl bei der Bestimmung der Gesamtenergie als auch der

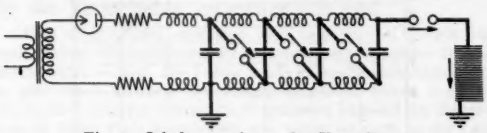


Fig. 1. Schaltungsschema des Kapazitrons.

Energieverteilung kalorimetrische Methoden verwendet. Da der Absorption von 1 Mill. rep in Wasser eine Temperaturerhöhung des Wassers von nur 1,2° C entspricht, muß man die kalorimetrischen Standardmethoden diesem Umstand anpassen und so verwenden, daß zuverlässige Ergebnisse innerhalb eines Spielraums von nur wenigen Graden oberhalb der Zimmertemperatur erzielt werden können.

Es ist bei der Beurteilung von Strahlenwirkungen sehr wichtig, nicht nur die einfallende Energie zu kennen, sondern auch die absorbierte Energie, denn diese ist ja der bestimmende Faktor für den beobachteten Effekt. Viele Experimente mit Strahlungen, die in der Literatur beschrieben sind, haben diesen Umstand oft nicht genügend in Betracht gezogen, und es ist deshalb oft schwierig, Effekte, die durch verschiedene Strahlungstypen verursacht sind, auf Grund der Dosiswerte allein miteinander zu vergleichen. Wir haben uns bei unserer Arbeit bemüht, die Dosis stets durch die nutzbar absorbierte Energie auszudrücken.

Fig. 2 zeigt die Verteilung von Elektronen in Luft in verschiedenem Abstand vom Austrittsfenster des Kapazitrons. Solch eine graphische Darstellung ermöglicht es, die mittlere Energie in Kalorien für eine gegebene Fläche in irgendeinem Abstand vom Elektronenaustrittsfenster abzulesen. Die Kurven der horizontalen Verteilung geben Aufschluß über die Energieverteilung bei gegebener Fläche in irgendeinem Abstand vom Elektronenaustrittsfenster. Es ist deshalb möglich, den Betrag der an irgendeinem gegebenen Punkt des bestrahlten Objektes jeweils verfügbaren Energie zu bestimmen. Die Zusammensetzung des Absorbers bestimmt die Elektronenstreuung und ist deshalb von Wichtigkeit bei der Berechnung der absorbierten Energie. Fig. 3 zeigt eine spektrale Verteilungskurve in Wasser für Elektronen, die das Kapazitron liefert. Sie haben eine maximale Reichweite,

*) Dem polytechnischen Institut in Brooklyn während einer Tagung über Strahlenwirkungen auf biologische Systeme am 18. Februar 1950 überreicht.

**) Übersetzt von Dr. WOLFGANG DITTRICH, Hamburg.

***) Die in dieser Arbeit berichteten und nicht im Literaturverzeichnis erwähnten Ergebnisse sind in Gemeinschaft mit A. BRASCH und A. WALY erhalten worden.

[1]) Im Original: high intensity electron bursts.

die 2,1 MeV entspricht. Da biologische Objekte in der Regel eine Dichte nahe bei „1" besitzen, wurde diese Kurve mit einem Wasserkalorimeter ermittelt, das sich hinter verschiedenartigen Absorbern, z. B. Eis oder Muskelgewebe, befand. Das Kalorimeter kann durch Agarplatten ersetzt werden, die eine gleichmäßige Oberflächenschicht von Bakterien tragen. Unmittelbar nach der Bestrahlung werden die Bakterien

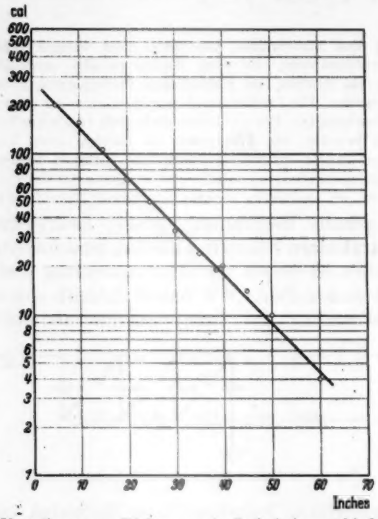


Fig. 2. Verteilung von Elektronen in Luft bei verschiedenem Abstand vom Austrittsfenster des Kapazitrons. Fläche 280 cm². Abszisse: Abstand vom Fenster in inches. Ordinate: Kalorien (logarithmischer Maßstab).

mit steriler Kochsalzlösung von der Platte abgespült. Mit Hilfe der bakteriologischen Standardmethoden wird dann der Überlebendenprozentsatz ermittelt. Die

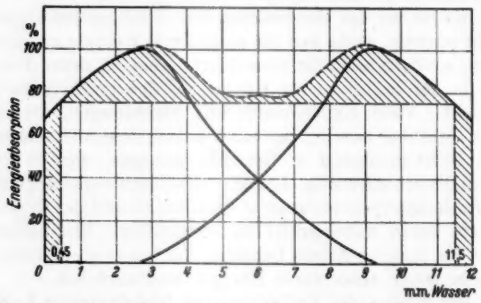


Fig. 3. Energieabsorption für Bestrahlung von beiden Seiten. Nutzbar absorbierter Betrag der Gesamtenergie 79,3 %. Dicke der Probe ~ 11 mm. Abszisse: Abstand von der Oberfläche in mm Wasser. Ordinate: Absorption in Prozenten der maximalen Energieabsorption.

mit diesen beiden verschiedenen Methoden erhaltenen Verteilungskurven stimmen miteinander gut überein.

Geht man darauf aus, die Strahlung zur Abtötung von Mikroorganismen zu verwenden, dann wird die Wirksamkeit der Inaktivierung offensichtlich durch jenes Volumen innerhalb der bestrahlten Probe bestimmt, in dem der geringste Energiebetrag frei wird. Ein Blick auf Fig. 3 lehrt, daß bei einseitiger Bestrahlung der oberflächenfernste Teil der Probe die Wirksamkeit der Abtötung bestimmen wird. Eine viel höhere Wirksamkeit und eine gleichmäßigere Energieverteilung kann erreicht werden, wenn die Probe von zwei einander gegenüberliegenden Seiten bestrahlt wird, was ebenfalls aus Fig. 3 hervorgeht.

Bei Bestrahlung von zwei einander gegenüberliegenden Seiten werden beispielsweise von einer 11,0 mm dicken Probe der Dichte eins 79,3 % der Gesamtenergie nutzbar absorbiert. Unter solchen Bedingungen ist die Oberflächenintensität der bestimmende Faktor, während bei einseitiger Bestrahlung der bestimmende Faktor die Intensität in 5,5 mm Tiefe ist, was einer Wirksamkeit von nur 49,3 % der Gesamtenergie entspricht.

Auf der Grundlage solcher Daten ist eine Dosisberechnung nach folgender Gleichung möglich:

$$E_a = \frac{\Delta C}{\Delta A} \cdot S_f \cdot 10^5 \text{ rep}.$$

$\frac{\Delta C}{\Delta A}$ = Energie je cm² am Rand der Probe,
E_a = Dosis; S_f = Superfaktor,
S_f = cm²/g der Probe $\cdot F \cdot k_1$,
F = Bruchteil der nutzbar absorbierten Energie für die entsprechende Dicke der Probe, der aus Fig. 3 abgelesen werden kann.
$k_1 = 4{,}2$,
1 cal = $4{,}2 \cdot 10^7$ erg; 1 rep = 85 — 100 erg/g.

Wir drücken die absorbierten Strahlungsenergien in roentgen-equivalent-physical (rep) aus [7]. Das „rep" ist eine modifizierte Röntgeneinheit[1]), mit der darauf hingewiesen wird, daß die Ionisation im Absorber durch andere Strahlungen als durch Photonen hervorgerufen wird. Die Ionisation, die durch die Primärstrahlung erzeugt wird, läßt sich durch 1 rep ausdrücken, wenn der Energieverlust im Gewebe dem Energieverlust bei Absorption eines Röntgen (r) von Gammastrahlung in Luft entspricht. Dieser Wert beträgt im Gewebe wegen der unterschiedlichen chemischen Zusammensetzung nicht 83 erg, sondern liegt etwas höher. Bei unseren Berechnungen haben wir den Wert 95 erg je Gramm frisches Gewebe, der von Lea angegeben wird [8], benutzt.

Tabelle 1 illustriert den Sachverhalt, daß die Dosisleistung, mit der eine gegebene Elektronendosis zur Wirkung kommt, für den Endeffekt wichtig ist. Ergosterin beispielsweise, welches durch verschiedene Strahlenarten leicht in Vitamin D umgewandelt wird [9], bleibt völlig unverändert, wenn es Elektronenblitzen von 1 μsec Dauer ausgesetzt wird, selbst wenn die absorbierte Energie um ein Vielfaches größer ist als die bei kontinuierlicher Strahlung zur Umwandlung erforderliche. Ähnlich ausgeprägte Unterschiede energiereicher Elektronenblitze wurden bei Kasein [10], Rizinusöl [11], Styren [12] und Hämoglobin beobachtet, um nur einige wenige Beispiele zu erwähnen. Solch ein Verhalten könnte auf den Umstand zurückzuführen sein, daß eine Reaktion, die eine Auslösungszeit besitzt, welche größer ist als 1 μsec, nicht in Gang kommen

[1]) Die Dosis einer Röntgen- oder γ-Strahlung beträgt eine Röntgeneinheit oder ein Röntgen (1 r), wenn die von ihr in je 1,293 mg Luft hervorgerufene Korpuskularemission darin Ionen erzeugt, die insgesamt eine Elektrizitätsmenge von je 1 elektrostatischen Einheit der beiden Vorzeichen tragen.

Für Wasser als absorbierendes Medium und $\lambda = 0{,}485$ Å gilt für den Betrag der absorbierten Energie

1 r = 83 erg/Gramm

mit einem Fehler von ± 6 %.

Für andere Wellenlängen und für andere absorbierende Medien gelten statt 83 andere Zahlen.

Tabelle 1. *Wirkungen kontinuierlicher Strahlung, die bei energiereichen Elektronenblitzen nicht eintreten.*

Substanz	Quelle kontinuierlicher Strahlung	Wirkung	Kapazitronwirkungen bei einer Impulsdauer von 1 µsec.
Ergosterin	UV, α, β	Bildung von Vitamin D	Keine Veränderung
Kasein Ei-Albumin	β, γ	Zerfall und Oxydation	Keine Veränderung
Butan und Heptain	α, β	H_2, CH_4-Entwicklung Polymerisation	Keine Veränderung
Styren	UV, α, β	Polymerisation	Keine Veränderung
Rizinusöl Leinöl Tung-Öl (Holzöl)	UV, β	Polymerisation, Änderung des Brechungsindex, der Jodzahl und der Farbe	Keine Veränderung, ausgenommen die Entwicklung eines leichten blumigen Geruches bei Rizinusöl
Azeton	β	Kondensation und Gasbildung	Keine Veränderung
Hämoglobin	UV, α	Inhomogenisierung, niedermolekulare Spaltprodukte	Kein Abbau, geringer Prozentsatz Methämoglobin
Pflanzliches Gewebe (Kautschukbaum)	β	Verfärbung, Trocknung, Latex-Bildung	Keine Veränderung

kann, solange die notwendige Energie nur für Perioden von 1 µsec Dauer oder noch weniger verfügbar ist.

Wir sind uns dessen bewußt, daß solch ein Effekt nicht im Einklang ist mit den meisten in der Literatur niedergelegten Anschauungen; es sollte jedoch beachtet werden, daß bisher keine Experimente durchgeführt worden sind, in denen die Wirkungen kurzdauernder, energiereicher Impulse studiert wurden, und uns erscheint es verständlich, daß das beobachtete Verhalten auf einem Niveaueffekt beruht, bei dem eine Veränderung nur nach Erreichen eines gewissen Schwellenwertes eintreten kann. Natürlich ist solch eine Spezifität der Reaktion eher eine Ausnahme als die Regel, und zahlreiche Strahlenwirkungen, die für kontinuierliche Strahlung beschrieben wurden, sind in gleicher Weise auch bei kurzdauernden Elektronenblitzen zu beobachten.

Tabelle 2 enthält die 100%-Sterilisationsdosen einer Anzahl von vegetativen Zellen und Sporen. Wie man sieht, sind beträchtliche Strahlendosen notwendig,

Tabelle 2. *100%-Sterilisationsdosen für vegetative Zellen und Sporen.*

Vegetative Zellen[1])		Sporen[2])	
Art	100%-Sterilisationsdosis in rep	Art	100%-Sterilisationsdosis in rep
E. Coli	150000	Cl. Novyi	400000
Aerobacter Aerogens	150000	Cl. Welchii	330000
Salmonella Newport	125000	Cl. Sporogenes	350000
B. Proteus	180000	B. Subtilis	250000
Pasteurella Avicidia	180000	B. Anthracis	300000
Staph. Aureus	150000	B. Botulinus	220000
B. Friedländer	150000	National Canners Assoc. PA 3679	250000
B. Pyocyaneus	125000	B. Thermoacidurans	250000
B. Dysenteriae	150000	Asp. Clavatus	380000
B. Pneumococcus	200000	Asp. Fumigatus	350000
Bact. Tularense	180000	B. Mesentericus	400000
Brucella Abortus	180000		
Pseudonomas	250000		
Achromobacter	225000		

[1]) *Bakterien.* 24 Std alte Kulturen bei 37,5° in Hirn-Herz-Bouillon oder Bactoagar. 10^5 bis 10^{10} Organismen je cm^3.

[2]) *Sporen.* 8 Tage alte Kulturen bei Zimmertemperatur in Savita- oder Thioglykolat-Bouillon. Nach dem Abernten wird 30 min lang auf 80° erhitzt. 10^4 bis 10^9 Organismen je cm^3.

um eine vollständige Hemmung der Vermehrung zu erzielen. Aus der Tabelle ergibt sich auch die Tatsache, daß Sporen viel strahlenresistenter sind als vegetative Zellen. Es steht dies im Einklang mit der wohlbekannten Widerstandsfähigkeit von Sporen gegen bakterizide Agenzien im allgemeinen; doch im Hinblick auf die Treffertheorie [*13*] ist dieser Umstand eher überraschend. Die Folgerungen, die sich aus diesem und anderen Effekten für die Treffertheorie ergeben, werden weiter unten diskutiert werden.

Die Anfangskonzentration der Organismen bestimmt nicht den Bruchteil der von einer gegebenen Elektronendosis Getöteten. Änderte man die Anzahl der Organismen je Kubikzentimeter zwischen 10^3 und 10^{11}, so führte dies zu keiner Veränderung der zur 100%-Sterilisation erforderlichen Dosis. Dies weist darauf hin, daß in unseren Experimenten die Inaktivierung von Mikroorganismen durch einen Elektronentreffer entweder innerhalb des Treffbereiches erfolgt oder in seiner nächsten Umgebung, so daß die resultierende Ionisation energetisch ausreicht, um eine Inaktivierung jener Zellelemente zu verursachen, die für die Vermehrung verantwortlich sind.

Falls nicht anderes angegeben wird, sind die von uns mit flüssigen Medien durchgeführten Experimente nach folgender Technik durchgeführt worden. Die Kultur wurde in Bouillon suspendiert und in gefrorenem Zustand von entgegengesetzten Seiten bestrahlt. Durch das Einfrieren wurden die Organismen während der Bestrahlung an ihrem Platz festgehalten und waren so nicht in der Lage, ihre Position zu verändern. In jedem einzelnen Falle wurde festgestellt, daß das Einfrieren an sich die Lebensfähigkeit der Organismen nicht beeinträchtigte. Die Kulturen wurden mit Kohlensäureschnee zum Einfrieren gebracht und während der Bestrahlung auf Trockeneis gehalten. Offenbar beeinflußt die Exposition von Mikroorganismen bei Temperaturen von −35° C ihre Strahlenempfindlichkeit nicht merklich. Dies ist ein spezifischer Effekt, den alle vermehrungsfähigen Zellen zeigen. Er steht in krassem Gegensatz zur großen Zunahme der Strahlenresistenz anderer Gewebskomponenten bei tiefen Temperaturen.

Tabelle 3. *100%-Sterilisationsdosen für Viren.*

Art	Approximativer Durchmesser in mµ	Dosis in rep	Medium
Vaccinia	250	400000	Hodenbrei, 10%ig
Rabies	125	500000	Hirnbrei, 10%ig
Influenza humana	100	450000	Alkoholfällung
Newcastle (Fowl Plague)	75	700000	Allantoisflüssigkeit
Equine Encephalitis Western & Eastern	35	960000	Hirnbrei, 10%ig
Encephalomyelitis SK	25	850000	Hirnbrei, 10%ig
Polio-Aycock	15	900000	Rückenmarkbrei, 10%ig
Polio-Lansing	10	1400000	Rückenmarkbrei, 10%ig
Coli Templeton	—	250000	Bouillon
Flexner I—V	—	250000	Bouillon
Staph.-V	50	350000	Bouillon

Tabelle 3 enthält 100%-Sterilisationsdosen für verschiedene Viren. Die benutzte Technik war die gleiche wie bei Bakterien und Sporen. Die Strahlenempfindlichkeit nimmt anscheinend angenähert mit der Größe des Virus zu, und ein kleiner Viruskörper wie der LANSING-Stamm der Poliomyelitis erfordert zu seiner vollständigen Inaktivierung Dosen von 1,5 Mill. rep.

Wir haben oben auf die Treffertheorie Bezug genommen, die in den vergangenen Jahren in der Regel zur Deutung biologischer Effekte herangezogen wurde, sofern sie durch ionisierende Strahlungen verursacht

sind. Diese Theorie geht von der Voraussetzung aus, daß eine Ionisation innerhalb eines bestimmten Gebietes stattfinden muß, in dem die biologische Primärwirkung erfolgt. Dieses Gebiet gilt als Treffbereich, und ein ionisierendes Teilchen muß durch ihn hindurch gehen. Ein Treffer ist definiert als Ionisation *innerhalb* des Treffbereichs, verursacht durch ein Teilchen, das *durch* den Treffbereich hindurchgeht. Die überwiegende Mehrzahl der biologischen Effekte, welche durch Korpuskularstrahlung verursacht werden, sind vom Eintreffertyp, d. h. der Trefferfolg wird durch eine einzige Ionisation innerhalb des Treffbereiches erzielt.

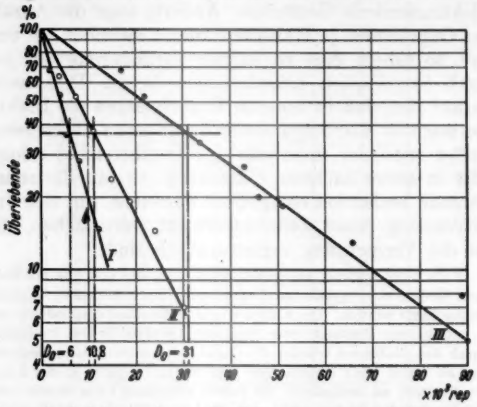


Fig. 4. Inaktivierungskurve für *I* B. coli; *II* B. Subtilis-Sporen; *III* Staph. V. Phagen. Abszisse: Dosis in 10^3 rep. Ordinate: Bruchteil der Überlebenden in Prozenten (logarithmischer Maßstab).

Mit steigenden Elektronendosen nimmt die Anzahl der noch nicht getroffenen Treffbereiche immer mehr ab, und es vermindert sich deshalb auch die Wahrscheinlichkeit, mit jedem weiteren Dosiszuwachs die gleiche Anzahl unversehrter Treffbereiche zu treffen. Bei der Tötung von Mikroorganismen bleibt deshalb die Anzahl der durch sukzessiven Dosiszuwachs Getöteten nicht gleich, sondern jeder Dosiszuwachs tötet den gleichen Bruchteil der bis dahin überlebenden Organismen ab. Dies führt zu einer Abnahme der lebensfähigen Organismen in geometrischer Progression oder, anders ausgedrückt, die Überlebenskurve verläuft exponentiell.

Die Treffertheorie verlangt neben dem exponentiellen Verlauf der Überlebenskurve:

a) Die Wirkung einer gegebenen Dosis ist unabhängig von der Intensität, bei der sie, und von der Zeit, während welcher sie eingestrahlt wird.

b) Bei gleichbleibender Wirkung nimmt die erforderliche Dosis in der Reihenfolge: Gammastrahlen, Röntgenstrahlen, Neutronen, Alphastrahlen zu.

c) Die Wirkung einer gegebenen Dosis ist von der Temperatur unabhängig.

d) Die Inaktivierungsdosis nimmt mit abnehmendem Treffvolumen zu.

Der Begriff Inaktivierungsdosis ist wie folgt definiert: Wenn n_0 die Anzahl der anfangs vorhandenen Organismen ist und n die Anzahl jener, welche eine Dosis D überleben, dann wird der Bruchteil jener überlebenden Organismen, die durch einen Dosiszuwachs dD getroffen werden, durch die Gleichung ausgedrückt

$$-dn/n = dD/D_0,$$

in der D_0 die Dosis ist, bei der jeder Organismus im Mittel einmal getroffen wird. Die Integration dieser Gleichung ergibt

$$n = n_0\, e^{-D/D_0},$$

worin e die Basis der natürlichen Logarithmen bedeutet. Die Auswertung von Überlebensexperimenten wird deshalb so vorgenommen, daß man die Dosis gegen die natürlichen Logarithmen des Bruchteils überlebender Mikroorganismen aufträgt und dann die beste Gerade durch die so erhaltenen Punkte legt. Passen sich die Punkte dieser Geraden gut an, dann zeigt dies den exponentiellen Verlauf der Überlebenskurve an. Falls sich eine Exponentialkurve ergibt,

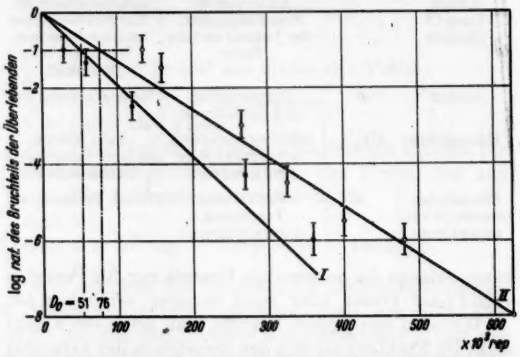


Fig. 5. Inaktivierungskurve für *I* Rabies Virus; *II* SK-Murine Virus. Abszisse: Dosis in 10^3 rep. Ordinate: Natürlicher Logarithmus des Bruchteils der Überlebenden.

dann läßt sich die Strahlenempfindlichkeit des Materials am folgerichtigsten durch die mittlere Letaldosis beschreiben. Diese ist identisch mit D_0, der Dosis, welche im Mittel einem Treffer je Treffbereich entspricht. Sie wird auch als die Inaktivierungsdosis oder als die 37%-Überlebensdosis bezeichnet.

Diese Größe kann in vorteilhafter Weise bei allen Experimenten benutzt werden, wo man die Anzahl der überlebenden Organismen gegen die Dosis aufgetragen hat, und der Wert, den man aus der Kurve abliest, ist dann äquivalent e^{-1}, was einem Bruchteil von 0,368 oder 36,8% Überlebender entspricht. Solch ein Vorgehen ist bequem und empfiehlt sich immer dort, wo die Anzahl der überlebenden Organismen direkt abzählbar ist.

Muß bei strahlenbiologischen Untersuchungen mit Viren der Bruchteil Überlebender durch deren Wirkung auf Tiere ermittelt werden, so ist es bequemer, die Ergebnisse mit Hilfe des Begriffes der Verdünnung aktiven Materials zu beschreiben, die 50% der Tiere abtötet. In diesem Fall werden dann die Ergebnisse gewöhnlich in dekadischen Logarithmen des Titers des bestrahlten Materials aufgetragen, und die Inaktivierungsdosis D_0 ist als diejenige Dosis definiert, durch welche der Titer auf $^1/_{10}$ des Ausgangswertes herabgesetzt wird. Die Umrechnung in die 37%-Überlebensdosen wird dann durch Division durch den Faktor 2,3 erreicht. Wir haben in allen unseren Experimenten die Inaktivierungsdosis als 37%-Überlebensdosis ausgedrückt und bei den Virusexperimenten die D-Werte durch den Faktor 2,3 dividiert.

Fig. 4 und 5 enthalten repräsentative Inaktivierungskurven für vegetative Zellen, Sporen, Bakteriophagen und Viren. Es ist aus den Figuren zu ersehen,

Tabelle 4. *Inaktivierungsdosen verschiedener Mikroorganismen bei verschiedenen Strahlenarten.*

Organismus	Approximaler Durchmesser (mμ)	Strahlenart	Inaktivierungsdosis (rep)	Dosisverhältnis (EEB*) = 1)	Literatur
B. Coli	1000	EEB*)	6000	—	
		Betastrahlen	4000	0,66	LEA und Mitarbeiter; WYCKOFF
		Gammastrahlen	5200	0,88	LEA und Mitarbeiter; WYCKOFF
		Rö. 1,5 Å	4300—6500	0,72—1,1	LEA und Mitarbeiter; WYCKOFF
		Neutronen	7100	1,2	SPEAR
		Alphastrahlen	24000	4	ZIRKLE
B. Mesentericus-Sporen	600—900	EEB	11500	—	
		Betastrahlen	113000	9,8	LEA und Mitarbeiter
		Rö. 8 Å	150000	13,3	LEA und Mitarbeiter
		Alphastrahlen	24500	2,1	LEA und Mitarbeiter
Vakzinevirus	245	EEB	16000	—	
		Gammastrahlen	80000	5,0	SALAMAN
		Rö. 1,5 Å	104000	6,4	SALAMAN
		Rö. 8 Å	700000	43,5	BONÉT-MAURY
		Alphastrahlen	35000	2,2	BONÉT-MAURY
		Alphastrahlen	211000	13,2	SALAMAN
Staph. V-Phage	50	EEB	30000	—	
Staph. K-Phage	64	Gammastrahlen	90000	3,0	LEA und Mitarbeiter
		Rö. 1,5 Å	110000	3,7	und LURIA und Mitarbeiter
		Alphastrahlen	450000	15,0	
Poliomyelitis Virus Lansing	10	EEB	38000	—	
		Rö. 8 Å	520000	13,6	BONÉT-MAURY
		Alphastrahlen	570000	15,0	

*) EEB = Energiereiche Elektronenblitze. (Im Original: HIE = High Intensity Electron Bursts.)

daß die schon früher beobachtete Tatsache einer Korrelation zwischen Objektgröße und Sterilisierungsdosis sich auch hier wiederum in allen Fällen bestätigt hat außer bei den Sporen. Es sollte auch nicht übersehen werden, daß die Spannweite der Inaktivierungsdosen von den größten bis zu den kleinsten Mikroorganismen nicht allzu erheblich ist. Ganz besonders offenkundig wird dies bei der Prüfung der Inaktivierungsdosen, welche die strahlenempfindlichsten Enzyme erfordern.

In Tabelle 4 werden die Inaktivierungsdosen verschiedener Arten von Mikroorganismen bei verschiedenen Strahlentypen miteinander verglichen. Dabei stellt sich heraus, daß die 37%-Überlebensdosen sowohl für kleine Mikroorganismen als auch für Sporen beträchtlich kleiner sind bei energiereichen Elektronenblitzen als bei kontinuierlicher Bestrahlung. Man könnte geneigt sein, solche Unterschiede auf versuchstechnische Fehler zurückzuführen, wenn nicht die beträchtliche Größe der Dosisverhältnisse und die Tatsache, daß im Falle großer Organismen (B. coli) die Inaktivierungsdosen gut übereinstimmen, dagegen spräche. Diese größere Wirksamkeit einer gegebenen Dosis energiereicher Elektronenblitze ist, obgleich unerwartet, doch nicht unvereinbar mit der Treffertheorie, da sie ja nichts weiter zu sein braucht als ein Spezialfall von Abhängigkeit der Inaktivierungsdosis von der Ionendichte der Strahlung. Das Freiwerden großer Energiemengen während einer Mikrosekunde könnte die Entstehung eines andersartigen räumlichen Ionisationsmusters veranlassen, vielleicht verursacht durch ein nichtstatistisches Verhalten energiereicher Elektronenblitze. Solch ein Verhalten würde die Zunahme der Wirksamkeit erklären und immer noch dem exponentiellen Verlauf der Überlebenskurve Rechnung tragen, der ja darauf hinweist, daß die Art, in der die Ionisationen in der Zeit verteilt sind, ohne Einfluß bleibt. Bei größeren Organismen wie bei B.coli würde eine Abweichung des Ionisationsmusters wegen der Größe des Treffbereiches keine merklichen Folgen nach sich ziehen, während mit der Abnahme des Treffvolumens das Wirkungsverhältnis zunehmen müßte. Dies wird durch unsere Experimente bestätigt.

In vielen Fällen sind Vergleiche dadurch erschwert, daß die Literaturangaben bezüglich der Einzelheiten der angewandten Bestrahlungstechnik unzulänglich sind. Dies trifft beispielsweise für den Fall des Vakzinevirus zu, wo die Inaktivierungsdosen mit Röntgenstrahlen von LEA und Mitarbeitern [*14*] zu 104000 rep, von BONÉT-MAURY [*15*] hingegen zu 700000 rep ermittelt wurden. Die biologische Technik der Austestung ist ein wohlstandardisiertes Verfahren und ist anscheinend in beiden Fällen mit ausreichendem Tiermaterial durchgeführt worden, so daß der Unterschied der Ergebnisse vermutlich durch eine verschiedenartige Bestrahlungstechnik bedingt ist. Nichtsdestoweniger scheint es uns bezeichnend, daß selbst in diesem Falle die Inaktivierungsdosen mit energiereichen Elektronenblitzen nur $^1/_5$ der niedrigsten Dosen betragen, die in der Literatur für kontinuierliche Strahlung angegeben werden.

Die besonders große Strahlenresistenz von Sporen mag auf die Tatsache zurückgehen, daß zur Inaktivierung eine mehrfache Ionisation innerhalb des Treffbereiches zustande kommen muß. Man hat gemeint [*16*], daß Sporen eine doppelte Garnitur von Genen enthalten, von denen beide inaktiviert werden müssen, damit eine Hemmung der Vermehrung zustande kommt. Wir haben gefunden, daß die 37%-Überlebensdosis für verschiedene Bakterien und Schimmelpilzsporen etwa doppelt so groß ist wie für vegetative Zellen. Dies würde in der Tat auf das Vorhandensein eines doppelten genetischen Apparates hinweisen.

Wir sehen die Bestimmung der Inaktivierungsdosen unter Standardbedingungen von Strahlung und Umgebung als eine Methode an, um einerseits zuverlässige Ergebnisse und andererseits Aufklärung über die primäre Strahlenempfindlichkeit verschiedener biologischer und chemischer Systeme zu erhalten.

Deshalb wurden auch unsere Strahlenarbeiten mit Enzymen, Vitaminen, Antitoxinen, Organproteinen und Nukleoproteinen nach dieser Methode durchgeführt.

Tabelle 5. *Wirkung energiereicher Elektronenblitze auf Enzyme. Bestrahlungstemperatur: 18° C.*

Verbindung	Dosis (rep)	Medium	Aktivität		Aktivitätsverlust in %
			Kontrolle	Bestrahlt	
Amylase	$1 \cdot 10^8$	Clarasepulver	100 %	94,5 %	5,5
Diastase[1])	$3 \cdot 10^8$	Malzpulver	183° L	149° L	18,5
Diastase	$6 \cdot 10^8$	Malzpulver	183° L	126° L	31,0
Hyaluronidase[2])	$0,5 \cdot 10^8$	Pulver	0,250 TRU/mg	0,219 TRU/mg	13,4
Hyaluronidase	$4 \cdot 10^8$	Pulver	0,250 TRU/mg	0,061 TRU/mg	75,8
Lipase	$1,5 \cdot 10^8$	Mehl	100 %	86 %	14,0
Urease	$2 \cdot 10^8$	Sojamehl	25,4 cm³ N/10 HCL	23,0 cm³ N/10 HCL	9,4
Zytochrom-Oxydase[3])	$1 \cdot 10^8$	Fleisch	Hydrochinon QO_2:0,20	Hydrochinon QO_2:0,30	—
Papain	$3 \cdot 10^8$	Fleisch	96,5 %	96,2 %	—
Trypsin	$3 \cdot 10^8$	Fleisch	Kein Verlust der tryptischen und peptischen Aktivität		
Pepsin	$3 \cdot 10^8$	Fleisch			

[1]) Die Diastase wurde in bestrahltem Malz bestimmt; daher haben wir die Methode benutzt, die in den „Analytischen Methoden der Amerikanischen Gesellschaft der Brauereichemiker, 1944" empfohlen wird. Diese Methode bestimmt die diastatische Kraft des Malzes durch den Abbau einer Stärkelösung und Titration der überschüssigen Stärke mit Kaliumferrizyanid und Jod-Thiosulfat. Die Messungen werden durch Vergleich mit einem Leerversuch mit Stärke ausgewertet. Die diastatische Kraft wird in Grad Lintner (° L) ausgedrückt. Diese geben die Zahl der Gramme reduzierender Substanzen an, als Maltose berechnet, die durch 100 g Malz bei einem halbstündigen Abbau löslicher Stärke bei 20° C unter den Bedingungen der Methode erzeugt werden.

[2]) Die Hyalurodinase wurde nach der Methode von S. Tolksdorf und Mitarbeitern bestimmt [J. Labor. a. clin. Med. 34, 74 (1947)]. Diese verwendet einen Trübungsversuch. Die Ergebnisse werden in Trübungseinheiten (TRU = Turbidity Units) je mg Material ausgedrückt.

[3]) Die Zytochromoxydase wurde nach einer modifizierten Stotz-Methode bestimmt [J. of biol. Chem. 124, 733 (1938)]. Die Enzymaktivität wird in der Warburg-Apparatur mit einer Zusatzsubstanz — etwa Hydrochinon — und in Gegenwart von überschüssigem Zytochrom-C untersucht. Das Meßergebnis wird durch den Betrag des Sauerstoffverbrauchs (QO_2) ausgedrückt, und zwar wird es aus der Neigung der geraden Linie bestimmt, die man erhält, wenn man den Sauerstoffverbrauch als Ordinate gegen die Zeit als Abszisse aufträgt.

Tabelle 5 enthält Angaben über die Wirkung energiereicher Elektronenblitze auf Enzyme. Die Experimente wurden mit Pulvern durchgeführt, um die Wirkung aktivierter Molekeln des Lösungsmittels auszu-

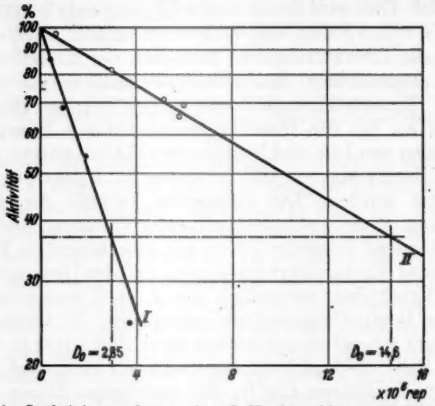


Fig. 6. Inaktivierungskurve für *I* Hyaluronidase; *II* Diastase. Abszisse: Dosis in 10^6 rep. Ordinate: Aktivität in Prozenten (logarithmischer Maßstab).

schalten. Die individuelle Strahlenempfindlichkeit variiert erheblich mit der Art des Enzyms; Hydrolasen sind empfindlicher als Oxydasen und als proteolytische Enzyme. Das strahlenempfindlichste Enzym, dem wir bisher begegneten, ist die Hyaluronidase, von welcher bei einer Dosis von 500000 rep 13 % inaktiviert werden. Dies ist nichtsdestoweniger bisher das einzige Enzym, bei dem eine deutliche Aktivitätsminderung schon bei Dosen erfolgt, die für eine 100 %-Sterilisierung von Mikroorganismen erforderlich sind.

Fig. 6 zeigt die Inaktivierungskurven für Hyaluronidase und Diastase. Man ist besonders beeindruckt von der unterschiedlichen Größe der Inaktivierungsdosen von Enzymen einerseits und von Mikroorganismen andererseits, besonders, wenn man sich vergegenwärtigt, daß sowohl Diastase als auch Hyaluronidase verhältnismäßig strahlenempfindliche Enzyme sind. Dies gibt wiederum Veranlassung, die einzigartige Strahlenempfindlichkeit aller vermehrungsfähigen biologischen Einheiten ausdrücklich zu betonen.

Der große Spielraum zwischen der Strahlenempfindlichkeit von Mikroorganismen auf der einen Seite und von Enzymen auf der anderen gibt Veranlassung zu Betrachtungen von erheblicher theoretischer und praktischer Bedeutung. Wir konnten beispielsweise beobachten, daß in rohen Nahrungsmitteln, die bei Luftzutritt mit energiereichen Elektronenblitzen sterilisiert worden waren, sowohl Oxydasen als auch proteolytische Enzyme vollaktiv blieben, selbst nach mehrmonatiger Lagerung bei *Zimmertemperatur*. Die autolytische Aktivität dieser Enzyme trat überhaupt nicht in Erscheinung, obgleich man dies im Hinblick auf das Weiterbestehen ihrer Aktivität erwartet hätte; die Nahrungsmittel blieben in ihrem natürlichen Zustand und zeigten in Geschmack, Geruch und Aussehen keine merklichen Veränderungen. Nach unserer Meinung sind zwei Erklärungen dieses einigermaßen unerwarteten Effektes möglich. Die eine ist die, daß die Inaktivierung sich auf eine Stelle der enzymatischen Reaktionskette erstreckt, die bei der Testtechnik nicht in Betracht gezogen wurde. Diese Erklärung scheint aber etwas zu weit hergeholt zu sein, da die Enzymaktivität in Proben, welche durch Bestrahlung sterilisiert worden sind, durch zahlreiche verschiedenartige Verfahren einschließlich des Warburg-Testes nachgewiesen werden kann. Die andere Erklärungsmöglichkeit bestünde in der Annahme, daß sowohl Ausmaß als auch Geschwindigkeit des enzymatischen Abbaus, soweit er ohne die Mithilfe von Mikroorganismen zustande kommt, bisher beträchtlich überschätzt wurden. In diesem Falle erlaubt die angewandte Bestrahlungstechnik einen gänzlich neuartigen Erklärungsversuch der Vorgänge bei Enzymreaktionen per se, da es nunmehr gelingt, innerhalb biologischer Systeme mit Bestrahlungsdosen, welche die Enzymaktivität höchstens in ganz geringem Ausmaß beeinträchtigen, eine 100 %-Sterilität zu erzielen.

Um die selektive Wirkung energiereicher Elektronenblitze weiter zu erforschen, haben wir verschiedene Proteine, beispielsweise kristallines Plasmaalbumin vom Rind und Antikörper bestrahlt. Das Albumin wurde in gefrorenem und in flüssigem Zustand bestrahlt und anschließend in der analytischen Ultrazentrifuge und in der Elektrophoreseapparatur [*17*] untersucht.

Die erzielten Veränderungen waren viel ausgeprägter in jenen Fällen, wo die Proben in flüssigem Zustande bestrahlt wurden. Die Wirkung von 500000 rep auf eine flüssige Albuminlösung war beispielsweise vergleichbar mit der Wirkung von 7 Mill. rep auf eine gefrorene Lösung. Die Strahlenresistenz von Antikörpern liegt beträchtlich über der von Mikroorganismen, obgleich auch ihre Empfindlichkeit innerhalb weiter Grenzen schwankt [*18*]. Ein ausgeprägter Temperatureffekt ist gleichfalls nachweisbar, insofern als bei niederen Temperaturen die Inaktivierung viel höhere Dosen erfordert. Durch die Tatsache, daß unverdünntes Anti-Typhus-Pferdeserum, das mit 3,5 Mill. rep bestrahlt wurde, keine Abschwächung zeigte, während das gleiche Serum bei einer Verdünnung von 1 zu 100 bis auf 50% abgeschwächt wurde, zeigt die Bedeutung, die der Zusammensetzung des Mediums zukommt. Der Reinheitsgrad und die Wirksamkeit des aktiven Materials ist anscheinend innerhalb weiter Grenzen ohne Bedeutung, eine Tatsache, die, obgleich sie vom Standpunkt der Treffertheorie zu erwarten ist, in scharfem Gegensatz zur thermischen Stabilität solcher Verbindungen steht.

Die Experimente mit Proteinen erweisen wiederum die ausgeprägte Strahlenempfindlichkeit der Mikroorganismen ebenso wie die Tatsache, daß in biologischen Systemen durch Veränderung von Temperatur und Medium eine beträchtliche Spezifität der Strahlenwirkungen erreicht werden kann. Die große praktische Bedeutung solcher Verfahren liegt in der Möglichkeit, beispielsweise eine 100%-Sterilisierung von Nahrungsstoffen mit Dosen zu erzielen, die sekundäre Veränderungen in Geschmack, Geruch und Aussehen auf ein unbedeutendes Ausmaß begrenzen.

Wir haben auch die Wirkung energiereicher Elektronenblitze auf eine Anzahl von Vitaminen untersucht, um die Strahlenempfindlichkeit dieser biologisch wichtigen Verbindungen zu studieren [*19*].

Tabelle 6 zeigt, daß die Strahlenresistenz der meisten Vitamine von gleicher Größenordnung ist wie die der Enzyme, d. h., der Aktivitätsverlust bei 100%-Sterilisationsdosen ist minimal. Mit Dosen bis zu 3 Mill. rep wurde niemals ein nennenswerter Verlust irgendeines Vitamins beobachtet, wobei sich die Askorbinsäure noch am empfindlichsten erwies. Ein ähnliches Ergebnis wurde bei Verwendung einer Emulsion beobachtet, die ein Gemisch der meisten bekannten Vitamine in Konzentrationen enthielt, die ausreichten, um in Fällen von Vitaminmangel den Bedarf zu decken. Diese Vitaminemulsion wurde mit Schimmelpilzsporen infiziert, und es zeigte sich, daß eine Dosis von 1,5 Mill. rep ausreicht, um eine 100%-Sterilisation zu erzielen. Obgleich diese und die eingangs erwähnten Experimente bei Zimmertemperatur durchgeführt wurden, waren die Aktivitätsverluste sehr klein und wiederum am deutlichsten ausgeprägt bei der Askorbinsäure. Die Experimente mit dem Polyvitaminpräparat lehren aber auch, daß die Strahlenempfindlichkeit eines gegebenen Vitamins eine für diese Verbindung charakteristische Eigenschaft ist und nicht von der Art der Mischung mit anderen Vitaminen abhängt.

Die Abhängigkeit der Strahlenwirkung von der Zusammensetzung des Mediums kommt besonders klar an der Strahleninaktivierung der Vitamine zum Ausdruck. Zur Erforschung dieses Effekts sind Mikroorganismen wenig geeignet, da der bestimmende Faktor die an der ungünstigsten Stelle nutzbar absorbierte Energie ist, während bei Verwendung einer definierten chemischen Verbindung der Aktivitätsverlust von der absorbierten *Gesamt*energie abhängt.

Tabelle 6. *Wirkung energiereicher Elektronenblitze auf Vitamine. Bestrahlungstemperatur: 18° C.*

Verbindung	Dosis (rep)	Medium	Konzentration		Verlust in %
			Kontrolle	Bestrahlt	
Thiaminhydrochlorid	$2 \cdot 10^8$	Wasser	4,60 mg	4,50 mg	2,3
Riboflavin	$3 \cdot 10^8$	Hefe	0,10 mg	0,10 mg	—
Pyridoxin	$2 \cdot 10^8$	Hefe	0,40 mg	0,40 mg	—
Nikotinsäureamid	$2 \cdot 10^8$	Hefe	30,0 mg	29,0 mg	3,3
Askorbinsäure	$2 \cdot 10^8$	Spinat	0,39 mg	0,35 mg	10,3
Askorbinsäure	$2 \cdot 10^8$	Limabohnen	0,13 mg	0,13 mg	—
Askorbinsäure	$2 \cdot 10^8$	Bohnen (String beans)	0,12 mg	0,12 mg	—
Vitamin A	$3 \cdot 10^8$	Maisöl	8500 Einheiten	8600 Einheiten	—
Vitamin D	$3 \cdot 10^8$	Maisöl	45000 Einheiten	46500 Einheiten	—

Askorbinsäure und Nikotinsäureamid wurden für derartige Studien gewählt. Die Ergebnisse werden in Tabelle 7 wiedergegeben. Der Verlust der Vitamin-

Tabelle 7. *Wirkung energiereicher Elektronenblitze auf Askorbinsäure und Nikotinsäureamid bei verschiedenen Temperaturen.*

Verbindung	Dosis (rep)	Temp. in ° C	Medium	Konzentration in mg/g	Verlust in %
Askorbinsäure	$1 \cdot 10^8$	−35	Wasser	1,3	8,0
Askorbinsäure	$1 \cdot 10^8$	+18	Wasser	1,3	37,0
Askorbinsäure	$1 \cdot 10^8$	−35	Orangensaft	1,3	3,2
Askorbinsäure	$1 \cdot 10^8$	+18	Orangensaft	1,3	5,7
Askorbinsäure	$4 \cdot 10^8$	−35	Wasser	1,3	27,3
Askorbinsäure	$4 \cdot 10^8$	+18	Wasser	1,3	84,1
Askorbinsäure	$4 \cdot 10^8$	−35	Orangensaft	1,3	11,0
Askorbinsäure	$4 \cdot 10^8$	+18	Orangensaft	1,3	19,1
Nikotinsäureamid	$1 \cdot 10^8$	−35	Wasser	0,10	—
Nikotinsäureamid	$1 \cdot 10^8$	+18	Wasser	0,10	35,0
Nikotinsäureamid	$4 \cdot 10^8$	−35	Wasser	0,10	12,4
Nikotinsäureamid	$4 \cdot 10^8$	+18	Wasser	0,10	78,8

aktivität wurde bei zwei Dosen, nämlich bei 1 und 4 Mill. rep, sowohl in wäßriger Lösung als auch in Orangensaftkonzentrat bestimmt. Dieses Naturprodukt wurde gewählt, da es wegen seines recht hohen Vitamingehaltes als repräsentativ angesehen werden darf. Die Vitaminkonzentration der wäßrigen Lösung stimmte stets mit der des Saftes überein. Eine weitere Variante wurde dadurch eingeführt, daß die Experimente stets zweifach, und zwar bei Zimmertemperatur einerseits und zum anderen bei −35° C durchgeführt wurden. Die Ergebnisse sind aus verschiedenen Gründen interessant. Bei einer Dosis von 1 Mill. rep beträgt in wäßriger Lösung der Verlust von Askorbinsäure 35%, während er unter gleichen Bedingungen im Orangensaftkonzentrat nur 5,7% ausmacht. Bei 4 Mill. rep beträgt der Verlust in wäßriger Lösung 84% und im Orangensaftkonzentrat 19%. Der Verlust in wäßriger Lösung ist also ganz offenkundig nicht als primäre Strahlenwirkung aufzufassen, sondern wird durch aktivierte

Molekeln des Lösungsmittels bewirkt. Da diese Molekeln keine anderen gelösten Stoffe vorfinden, mit denen sie reagieren könnten, wird der größte Teil der verfügbaren Energie zur Inaktivierung der Askorbinsäure verwendet. Beim Saft hingegen, in dem große Mengen verschiedenartiger Molekeln vorhanden sind, teilt sich dieser Effekt zufallsmäßig auf alle vorhandenen Molekeln auf, und dementsprechend ist auch die indirekte Strahlenwirkung auf die Askorbinsäure nur geringfügig. Der beobachtete Aktivitätsverlust ist deshalb in diesem Fall in erster Linie als primäre Strahlenwirkung auf die Askorbinsäure aufzufassen. Dies wird

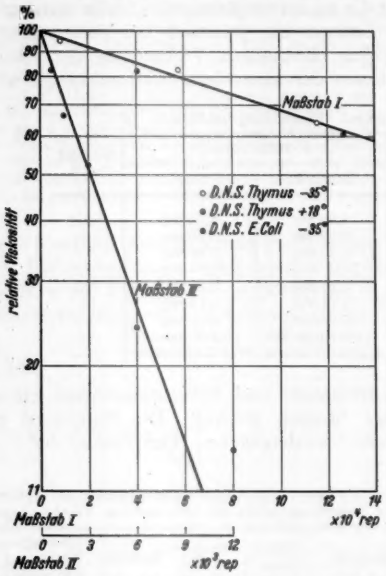


Fig. 7. Wirkung energiereicher Elektronenblitze auf Desoxyribosenukleinsäure (DNS), die aus E. coli-Kulturen bzw. Kalbsthymus gewonnen worden ist. Abszisse: Dosis in 10^4 rep (Maßstab I) bzw. in 10^9 rep (Maßstab II). Ordinate: Relative Viskosität in Prozenten des ursprünglichen Viskositätswertes (logarithmischer Maßstab).

ferner durch Versuche mit Orangensaftkonzentrat bestätigt, die bei —35° C durchgeführt wurden. Hierbei betrug der Verlust bei 1 und 4 Mill. rep 3,2 bzw. 11%. Diese Abnahme der Strahlenempfindlichkeit steht im Einklang mit ähnlichen Daten, die mit Enzymen, Organproteinen und anderen Verbindungen gewonnen wurden. In wäßriger Lösung ist die Wirkung des Einfrierens viel deutlicher. Der Verlust bei —35° C beträgt bei 1 Mill. rep 8% und bei 4 Mill. rep 27%. Obgleich diese Werte immer noch höher liegen als die beim Saft beobachteten, zeigen sie doch sehr deutlich, daß die Wirkung von Elektronen auf eine wäßrige Lösung bei Zimmertemperatur vorwiegend indirekter Art ist und ersichtlich über beträchtliche Abstände hinweg durch Bewegung von Ionenradikalen oder durch Energieübertragung zwischen zusammenstoßenden Molekeln zustande kommen kann. In einem gefrorenen System[1]) mit erheblich herabgesetzter Beweglichkeit ist eine beträchtliche Abnahme der indirekten Wirkung zu erwarten.

Der gleiche Temperatureffekt läßt sich in wäßrigen Nikotinsäureamidlösungen beobachten, wo die Verluste bei Zimmertemperatur beträchtlich höher liegen als bei —35° C. Aus den Versuchen mit Nikotinsäureamid geht überdies hervor, daß die Entstehung von aktivierten Molekeln des Lösungsmittels nicht auf Wasser beschränkt ist, sondern sehr deutlich auch in Äthylalkohol nachzuweisen ist, obgleich möglicherweise in diesem Lösungsmittel das Ausmaß des indirekten Effektes etwas weniger ausgeprägt ist als in Wasser.

Es hat sich also gezeigt, daß bei Organproteinen, Kohlenhydraten, Antikörpern, Enzymen und Vitaminen die Reaktion auf das Einwirken energiereicher Elektronenblitze neben dem Strahlungseffekt an sich in weitem Umfang durch Bedingungen der Temperatur und des Mediums während der Dauer der Bestrahlung bestimmt wird. Im Gegensatz hierzu ist man beeindruckt durch die große Strahlenempfindlichkeit von Mikroorganismen ohne Rücksicht auf Nebenbedingungen wie Atmosphäre, Medium und Temperatur. Solch ein Ergebnis legt natürlich die Frage nahe, welcher Teil oder welche Komponente eines Mikroorganismus für diese besondere Strahlenempfindlichkeit als verantwortlich anzusehen ist. Die Empfindlichkeit selbst des kleinsten Viruskörpers gegenüber energiereichen Elektronenblitzen im Gegensatz zu der ausgeprägten Resistenz einfacher Proteine, Enzyme, Antikörper, Vitamine, Fette und Kohlenhydrate legt die Annahme nahe, daß Veränderungen in den Nukleinsäuren oder Nukleoproteinen für die beobachteten Strahlenwirkungen verantwortlich sein könnten. Da sehr augenscheinlich [*20*] eine Beziehung der Desoxypentonukleinsäuren zu genetischen Prozessen besteht, empfahl sich solch eine Nukleinsäure als Testobjekt. Gepufferte Lösungen eines hochpolymeren Natriumdesoxyribosenukleinates, das aus Thymus gewonnen wurde, wurden steigenden Strahlendosen von energiereichen Elektronenblitzen ausgesetzt. Sowohl die mikroviskosimetrische Methode [*21*] als auch die Methode des Ultrazentrifugierens wurden zum Nachweis molekularer Veränderungen benutzt, die durch die Strahlung zustande gekommen sind. Es hat sich dabei herausgestellt, daß mit Energien, die erheblich unterhalb der 100%-Sterilisationsdosis liegen, deutliche Veränderungen sowohl der Viskosität als auch der Sedimentationsrate erhalten werden können [*22*].

Fig. 7 zeigt eine Anzahl von Inaktivierungskurven. Dabei wurde der natürliche Logarithmus der prozentualen relativen Viskosität, bezogen auf den Viskositätswert des unbestrahlten Präparates gegen die Dosis in rep aufgetragen. Eine Kurve repräsentiert ein Präparat von hochmolekularer Desoxyribosenukleinsäure, das von Dr. K. G. Stern aus E. coli-Kulturen gewonnen wurde [*23*]. Die Strahlenempfindlichkeit dieser Probe ist sicherlich von gleicher Größenordnung, wenn nicht überhaupt identisch mit der jener Proben, die aus Kalbsthymus gewonnen wurden.

Die anderen Kurven stellen die Wirkung energiereicher Elektronenblitze auf ein Desoxyribosenukleinsäurepräparat aus Kalbsthymus dar und zeigen, daß der Viskositätsverlust bei Zimmertemperatur schon mit Dosen um 1500 rep sehr ausgeprägt ist. Das Ultrazentrifugendiagramm zeigt an dieser Stelle sowohl eine Abschwächung der hyperscharfen Grenzlinie, die für Desoxyribosenukleinsäure charakteristisch ist, als auch das Auftreten von denaturiertem Material, das sich sehr rasch absetzt. Die Strahlen-

[1]) *Anmerkung bei der Korrektur.* Es konnte in der Zwischenzeit an Askorbinsäure und an Pepsin gezeigt werden, daß der Temperatureffekt bei —190° C (flüssiger Stickstoff) noch wesentlich ausgeprägter ist.

wirkung scheint sowohl in den Gefrierserien als auch bei Zimmertemperatur dem gleichen Eintreffertyp zu folgen wie bei Mikroorganismen, d. h. die Inaktivierungskurven zeigen exponentiellen Verlauf.

Wir sind der Ansicht, daß das bisher gesammelte Tatsachenmaterial auf eine Beziehung der Desoxyribosenukleinsäure zur primären Strahlenwirkung auf vermehrungsfähige Systeme, sei es in der einen oder anderen Art, hinweist. Die durch die Strahlung bewirkte Störung muß so beschaffen sein, daß Dosen von einigen wenigen hundert rep schon ausreichen, um beträchtliche Veränderungen beim Ablauf genetischer Prozesse mit nachfolgender *irreversibler* Unterbrechung der Zellteilung hervorzurufen.

Zusammenfassung.

Wir haben gezeigt, daß die Wirkung energiereicher Elektronenblitze, die sich in biologischen oder chemischen Reaktionen äußert, keine unmittelbare Antwort auf die Strahlung per se ist, sondern eine komplizierte Mischung, die nach Art und Ausmaß durch Nebenbedingungen wie Temperatur, Medium, Atmosphäre und Dosisleistung bestimmt wird. Durch Kontrolle derartiger Faktoren ist es möglich geworden zu zeigen, in welchem Umfang eine Differenzierung der biologischen Antwort mit gleichen Bestrahlungsdosen erreicht werden kann. Die im Vergleich zu anderen Gewebskomponenten ausgeprägte Strahlenempfindlichkeit lebender Zellen eröffnet ein neues Forschungsfeld, innerhalb dessen wertvolle Informationen durch Benutzung einer Bestrahlungstechnik unter kontrollierten Umgebungsbedingungen erhalten werden können.

Die Wirkungen auf vermehrungsfähige Systeme sind anscheinend abhängig von den durch ionisierende Strahlung an der Nukleinsäuremolekel hervorgerufenen Störungen. Dosen von einigen hundert rep reichen schon aus, um merkliche Veränderungen der Eigenschaften der Desoxyribosenukleinsäure hervorzubringen, und solche Schädigungen mögen in der Tat von einer Größenordnung sein, die ausreicht, um bei genetischen Prozessen irreversible Veränderungen hervorzurufen und so die Vermehrung erfolgreich zu hemmen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen es nach unserer Meinung notwendig erscheinen, die vorhandenen Strahlungsdaten nochmals zu überprüfen, um, wo immer möglich, die primäre Strahlenwirkung vom Einfluß der Umgebungsbedingungen abzutrennen. Die Ermittlung der Primärwirkung ionisierender Strahlungen auf biologische und chemische Systeme ist unseres Erachtens von größter Wichtigkeit. Erst wenn die Ergebnisse solcher Untersuchungen bekannt sein werden, wird es möglich sein, einen klareren Einblick in die komplexen Reaktionszusammenhänge zu gewinnen, welche durch ionisierende Strahlung in Verbindung mit den variablen Umgebungsfaktoren verursacht sind.

Literatur.

[1] Huber, W., and A. Brasch: Proc. nat. Electronics Conf. 3, 252 (1947). — Huber, W.: Electronics 21, No. 3 (1948). — Brasch, A., W. Huber, U. Friedemann and F. B. Traub: Proc. Rudolf Virchow Soc. New York 8, 21 (1949). — [2] Brasch, A., u. F. Lange: Z. Physik 70, 10 (1931). — [3] Brasch, A., and W. Huber: Science (Lancaster, Pa.) 105, 113 (1947). — [4] Duggar, B. M.: Biological Effects of Radiation. New York 1936. — [5] Brasch, A., and W. Huber: Science (Lancaster, Pa.) 108, 536 (1948). — [6] Brasch, A., u. F. Lange: Naturwiss. 18, 16 (1930). — [6a] Waly, A.: Diss., Naturw. Fakultät, Berlin, 1935. — [6b] Glocker, R., G. A. Kugler u. A. Langendorff: Strahlenther. 51, 129, (1934). — [7] Evans, R. D.: Advances in Biological a. Medical Physics 1, 185 (1948). — [8] Lea, D. E., K. M. Smith, B. Holmes and R. Markham: Parasitology 36, 110 (1944). — [9] Rosenberg, H. R.: Chemistry and Physiology of the Vitamins, S. 402, New York 1942. — [10] Ellis, C., and A. A. Wells: The Chemical Action of Ultraviolet Rays, S. 674. New York 1941. — [11] Coolidge, W. D., and C. N. Moore: Gen. electric. Rev. 35, 414 (1932). — [12] Wildschut, A. J.: Chem. Weekblad 45, 2 (1949). — [13] Lea, D. E.: Actions of Radiation on Living Cells, S. 67. Cambridge 1947. [14] Lea, D. E., and M. H. Salaman: Brit. J. exper. Path. 23, 27 (1942). — [15] Bonét-Maury, P., et N. Frilley: Ann. Inst. Pasteur 22, 432 (1946). — [16] Lea, D. E., R. B. Haines and E. Bretcher: J. Hyg. 41, 1 (1941). — [17] Stern, K. G., A. Brasch and W. Huber: Abstracts, 115th Meet. Amer. Chem. Soc., San Francisco, März 1949, S. 24—C. — [18] Friedemann, U., F. B. Traub and W. Huber: Federation Proceedings 2, 382 (1950). — [19] Huber, W., A. Brasch and A. Astrack jr.: Abstracts, 117th Meet. Amer. Chem. Soc., Philadelphia, April 1950, S. 41—C. — [20] Stanley, W. M.: Handbuch der Virusforschung, Bd. 1, 447. 1938. — [21] Stern, K. G.: J. Polymer. Sci. 1950. — [22] Stern, K. G., W. Huber and A. Brasch: J. Polymer. Sci. 1950. — [23] Private Mitteilung von Prof. K. G. Stern.

Eingegangen am 24. Juli 1950.

Berichte.

Kernmomente und Kernmodelle.

Von Hans Kopfermann, Göttingen*).

Durch die Kernmomentenforschung ist im Laufe der letzten 20 Jahre ein großes Material an Drehimpulsen, magnetischen Dipolmomenten und elektrischen Quadrupolmomenten der Atomkerne zusammengetragen worden.

Die *Kerndrehimpulse* sind mit ganz wenigen Ausnahmen aus der Hyperfeinstrukturanalyse der im sichtbaren und ultravioletten Gebiet gelegenen Spektrallinien der Atome bestimmt worden [1][1]). Die Drehimpulsquantenzahl I der Kerne mit ungerader Ladungszahl Z_u und ungerader Massenzahl A_u kennt man heute lückenlos, soweit es die stabilen Kerne dieser Art betrifft. Es ist aber auch bereits eine Reihe von I-Werten radioaktiver Kerne dieses Typs bekannt, z. B. die von Cs^{135} oder Cs^{137} [2].

Bezüglich der Kerne mit gerader Kernladungszahl Z_g ist man nicht in der gleichen glücklichen Lage. Zwar weiß man, daß diejenigen von ihnen mit Z_g und A_g keine von Null verschiedenen Drehimpulse, magnetischen und elektrischen Kernmomente haben; von den Drehimpulsen der Kerne mit Z_g und A_u sind jedoch noch relativ viele unbekannt. Das hat seinen Grund darin, daß die Elemente mit gerader Kernladungszahl viele stabile Isotope besitzen, darunter meist zwei ungerader Massenzahl, deren Hyperfeinstrukturen (Hfs) sich miteinander und — infolge der Isotopieverschiebung — mit den Komponenten der geraden Isotope oft so überlagern, daß sie mit den optischen Spektralanordnungen nicht aufzulösen sind. Hier hilft in der Mehrzahl der Fälle nur ein *Arbeiten mit angereicherten oder getrennten Isotopen*, ein Verfahren, das in jüngster Zeit immer häufiger mit Erfolg angewandt wird [3]. Auch die *paramagnetische Resonanzmethode* [4] verspricht bei diesen Elementen ein wichtiges Hilfsmittel zur I-Bestimmung zu werden.

Die *magnetischen Dipolmomente μ der Kerne* konnten bis zum Jahre 1939 nur aus den gemessenen Hfs-Aufspaltungen $\Delta\nu$ der Atomterme berechnet werden. Während die gemessenen $\Delta\nu$-Werte, vor allem die mit Hilfe der *Atomstrahlmethoden* gefundenen, zum Teil mit einer Genauigkeit von 10^{-4} und besser bekannt sind, gelingt

*) Vortrag, gehalten auf der Nauheimer Tagung des Verbandes Deutscher Physikalischer Gesellschaften, 10. Oktober 1950.

[1]) Einige Drehimpulswerte stammen aus Feinstrukturanalysen der Rotationslinien von Molekeln im cm-Wellengebiet, siehe z. B. W. Gordy, H. Ring u. A. B. Burg, Physic. Rev. 74, 1191 (1948); 78, 512 (1950).

es, daraus die magnetischen Momente selbst bei Atomen mit einem einzigen Leuchtelektron, wie etwa den Alkalien, günstigsten Falles mit einer Genauigkeit von einigen Prozenten zu berechnen. Hat man es aber mit Atomen zu tun, die mehrere Elektronen in der äußersten Schale besitzen, so kann das rechnerische Problem so kompliziert werden, daß man das Ergebnis nur als eine Abschätzung ansprechen kann.

Die Situation wurde völlig anders, als RABI, angeregt durch GORTER, seine *Molekularstrahlradiofrequenzmethode* [5] entwickelte, die es erlaubt, die magnetischen Kernmomente mit einer Genauigkeit von mindestens 10^{-4}

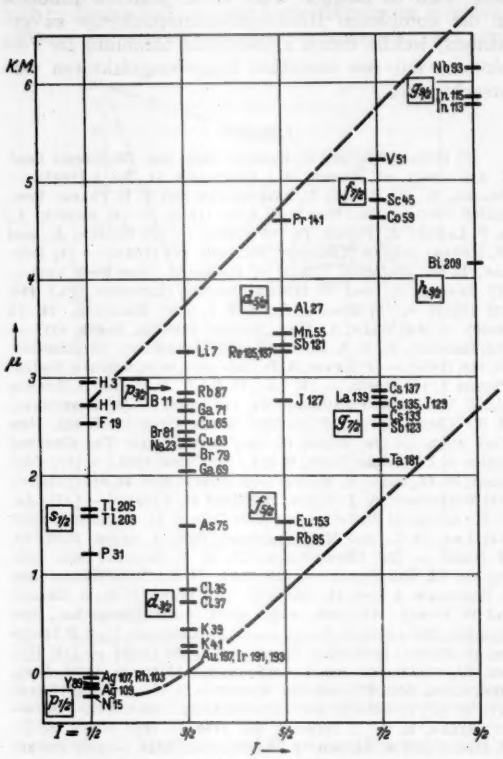


Fig. 1. SCHMIDT-Diagramm (unpaariges Proton).

unmittelbar zu messen. Leider ist diese Methode bisher auf eine relativ kleine Zahl von Objekten beschränkt. Seit 1946 steht ihr die *Kerninduktionsmethode* von BLOCH [6] und PURCELL [7] zur Seite, die magnetische Kernmomente an makroskopischen Proben sowohl in Lösungen als in Kristallen zu messen gestattet und die allgemeiner anwendbar und wohl auch noch genauer ist als die Radiofrequenzmethode. Mit ihrer Hilfe hat man aber neuerdings festgestellt, daß die Werte der magnetischen Kernmomente von der chemischen Bindung des Atoms in der Molekelart abhängen, in der es untersucht wird [8]. Wenn auch die beobachteten Unterschiede im allgemeinen gering sind ($\sim 1\,‰$), so gibt es doch Fälle, in denen der gemessene μ-Wert je nach der chemischen Bindung bis zu 1% schwankt.

Neben den mit diesen Methoden *gemessenen* magnetischen Momenten ist man zur Zeit bei einer größeren Zahl von Kernen noch immer auf Werte angewiesen, die ausschließlich aus Hfs-Aufspaltungen *berechnet* oder *abgeschätzt* sind. Ihre Genauigkeit ist daher nicht mit derjenigen der direkt gemessenen μ-Werte zu vergleichen, und bei einzelnen von ihnen wird man mit Ungenauigkeiten von 50% und mehr rechnen müssen.

Das *Vorzeichen* der magnetischen Kernmomente läßt sich mit allen genannten Methoden eindeutig festlegen; es dürfte in den bekannten Fällen als endgültig anzusehen sein.

Was schließlich die elektrischen *Kernquadrupolmomente* Q anbelangt, so befindet man sich ihnen gegenüber heute in der gleichen Lage, wie man es den magnetischen Kernmomenten gegenüber vor 1939 war. Es gibt bisher keine Methode, um Q unmittelbar zu bestimmen. Was man messen kann, ist die Wechselwirkungskonstante $k = e\,Q\,\varphi_{zz}/h$[1]) zwischen Kernquadrupolmoment und dem inhomogenen elektrischen Feld, das am Kernort durch die Elektronen der Atome oder Molekeln und gegebenenfalls der Ionen des Kristalles, in dem der betreffende Kern eingebaut ist, erzeugt wird. Um aus dem gemessenen k das Quadrupolmoment Q zu bestimmen, muß φ_{zz} berechnet werden.

Für Atome mit nicht zu komplizierten Elektronenkonfigurationen läßt sich diese Rechnung näherungsweise durchführen. Es ist aber schwer abzuschätzen, wie genau die so gefundenen Werte sind [9]. Soweit man aus verschiedenen Elektronentermen desselben Isotops Q-Werte bestimmen konnte, stimmen diese im allgemeinen auf 20% überein.

Abgesehen von der HD- und D_2-Molekel, bei der man φ_{zz} auf mindestens 1% genau berechnen kann, liefert die Untersuchung der Molekeln Q-Werte, denen die gleiche, zum Teil größere Unsicherheit anhaftet wie den aus Untersuchungen an Atomen gewonnenen. Bei Kristallen muß die Berechnung von φ_{zz} als recht problematisch angesehen werden.

Dagegen läßt sich das *Verhältnis der Q-Werte* für zwei Isotope desselben Elementes mit sehr großer Genauigkeit angeben, wenn man die berechtigte Annahme macht, daß φ_{zz} für Isotope des gleichen Elements sehr genau das gleiche ist. Aber auch hier mahnt die Erfahrung zur Vorsicht: Bei den Cl-Isotopen z. B. stimmt das auf Grund verschiedener Methoden bestimmte Q-Verhältnis bisher nur auf etwa 1% überein, obwohl die Meßgenauigkeit der einzelnen Methoden erheblich besser ist.

Das *Vorzeichen* der Quadrupolmomente ist wohl allerseits richtig angegeben.

Dieses empirische Material zueinander in Beziehung zu setzen, ist schon in einem erheblich weniger vorgeschrittenen Stadium der Kernmomentforschung von verschiedenen Autoren versucht worden. Eine allgemein gültige (μ, I)-Beziehung wurde von TH. SCHMIDT erkannt [10]. Trägt man nämlich die magnetischen Kerndipolmomente als Funktion der Kerndrehimpulse auf und unterscheidet, wie wir dies anfangs getan haben, zwischen Kernen mit (Z_u, A_u) und (Z_g, A_u), so stellt man fest, daß die μ-Werte der Kerne des ersten Typs — das sind also solche mit einer geraden Zahl von Neutronen und einer *ungeraden* Zahl von Protonen, im folgenden als Kerne mit *unpaarigem Proton* bezeichnet — um etwa 1 K.M.[2]) anwachsen, wenn I um eine Einheit größer wird. Sie lassen sich zwischen zwei Kurven einschließen, die heute allgemein als SCHMIDT-*Linien* bezeichnet werden (s. Fig. 1).

Diese SCHMIDT-Linien können aus einem überraschend einfachen Kernmodell hergeleitet werden. Nimmt man nämlich an, daß das unpaarige Proton neben seinem Eigendrehimpuls mit der Quantenzahl $s = 1/2$ einen Bahndrehimpuls mit der Quantenzahl l[3]) hat [11], die sich zu einem Gesamtdrehimpuls mit der Quantenzahl j zusammensetzen, und fordert man, daß j mit I und das resultierende magnetische Moment des unpaarigen Protons mit dem Gesamtmoment des Kernes μ identisch ist[4]), so kommt die *obere* SCHMIDT-Linie dadurch zustande, daß Bahn- und Eigendrehimpuls des Protons *parallel* stehen, während sie bei der *unteren* SCHMIDT-Linie *antiparallel* gerichtet sind. Für den Wert $I = 1/2$ ist der obere SCHMIDT-Punkt durch $l = 0$ und $s = 1/2$ festgelegt, so daß das magnetische Moment μ gleich dem Eigenmoment des Protons wird, das empirisch zu $\mu_P = 2{,}79$ K.M. bestimmt worden ist. Entsprechend der in der Elektronenhülle üblichen Nomenklatur bezeichnet man ein solches Proton als $s_{1/2}$-Proton. Der Wert $I = 3/2$ auf der oberen SCHMIDT-Linie resultiert aus der Parallelstellung von

[1]) φ_{zz} ist die zweite Ableitung des inneren elektrischen Potentials nach z, h die PLANCKsche Konstante.

[2]) Ein Kernmagneton (K. M.) ist der 1837ste Teil eines BOHRschen Magnetons.

[3]) Es ist $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5 \ldots$, wobei diesen Zahlen die spektroskopischen Symbole $s, p, d, f, g, h, \ldots$ zugeordnet werden.

[4]) Die Drehimpulse und magnetischen Momente der Restnukleonen sollen sich paarweise kompensieren.

Bahn- und Eigendrehimpuls des Protons mit $l = 1$ und $s = 1/2$ ($p_{3/2}$-Proton), und da $l = 1$ ein magnetisches Zusatzmoment von 1 K.M. zum Eigenmoment des Protons liefert, liegt der zugehörige μ-Wert bei 3,79 K.M. Entsprechend kommen die μ-Werte bei 4,79 K.M. für $I = 5/2$ ($d_{5/2}$-Proton) usw. zustande. Die zu $I = 1/2$ und $I = 3/2$ gehörigen unteren SCHMIDT-Punkte andererseits entsprechen dem Antiparallelstehen der Drehimpulse mit $l = 1$ und $s = 1/2$ bzw. $l = 2$ und $s = 1/2$ ($p_{1/2}$- bzw. $d_{3/2}$-Proton) usf. Auf diese Weise erhält man also die beiden in Fig. 1 gezeichneten SCHMIDT-Linien, die im klassischen Bild, das hier zur anschaulichen Beschreibung benutzt wurde, zwei unter 45° geneigte Geraden sind[1]).

Völlig anders liegen die Verhältnisse bei den Kernen mit (Z_g, A_u), bei denen eine gerade Zahl von Protonen und eine *ungerade* Zahl von Neutronen vorliegt, im folgenden als Kerne mit *unpaarigem Neutron* bezeichnet. Hier sind im SCHMIDT-Diagramm alle magnetischen Momente in der Nähe zweier Parallelen zur I-Achse angeordnet (Fig. 2). Schreibt man dem *unpaarigen Neutron* allein den Drehimpuls und das magnetische Moment dieser Kerne zu, so kommt man wiederum zu zwei SCHMIDT-Linien, bei denen aber infolge des negativen magnetischen Eigenmomentes des Neutrons ($\mu_N = -1{,}91$ K.M.) die untere dem Parallelstehen, die obere dem Antiparallelstehen von Bahn- und Eigendrehimpuls entspricht und, da beim Neutron wegen der fehlenden Ladung der Bahndrehimpuls nichts zum magnetischen Gesamtmoment beitragen kann, der Anstieg von μ mit wachsendem I fehlt.

Ein Blick auf Fig. 1 und 2 zeigt, daß zwar alle μ-Werte[2]) innerhalb der SCHMIDT-Linien liegen und die charakteristischen Merkmale des Modells zeigen — nämlich das Ansteigen der μ-Werte mit wachsendem I für Kerne mit unpaarigem Proton und das Nichtansteigen für Kerne mit unpaarigem Neutron — daß aber ihre Abstände von den SCHMIDT-Linien zum Teil erheblich sind. SCHMIDT hat bereits aus diesem Verhalten auf die Grenzen des Modelles hingewiesen: Es existiert eine mehr oder weniger starke Wechselwirkung des „Leuchtnukleons" mit dem Kernrumpf. Augenscheinlich bleibt aber eine ausgesprochene *Individualität der Nukleonen* erhalten, die im Widerspruch zu einer ganzen Reihe von Erfahrungstatsachen über Kernreaktionen zu stehen scheint. Die Neutronenresonanzen und Kernreaktionsquerschnitte sind nur in einem ganz anderen Bild zu verstehen, nämlich dem Kern als einer quantenmechanischen Einheit, die durch starke, jede Individualität der Kernteilchen zerstörende Austauschkräfte erzeugt wird.

Das ist der eine Grund, warum das SCHMIDT-Diagramm so lange unbeachtet blieb; der andere ist in der Tatsache zu sehen, daß zunächst alle Bemühungen gescheitert sind, mit Hilfe eines *Einteilchenmodells* die bekannten *ausgezeichneten Nukleonenzahlen*, die Anlaß zu besonderer Kernstabilität geben, zu erklären (vgl. den nächsten Absatz). ELSASSER [*12*], HEISENBERG [*13*] u. a. haben schon vor SCHMIDT versucht, mit Hilfe individueller Nukleonen den Kernaufbau zu verstehen. Sie gehen von der Annahme aus, daß man die Wechselwirkung eines beliebig herausgegriffenen Nukleons mit allen anderen Kernteilchen durch ein *zentralsymmetrisches Hilfspotential* beschreiben kann, in dem sich jedes Proton bzw. jedes Neutron unabhängig von allen anderen bewegt. Als Hilfspotential wählen sie für leichte Kerne die *Parabelform*, für schwere Kerne das *rechteckige Loch*. Für das Parabelpotential erhält man die Energiezustände des

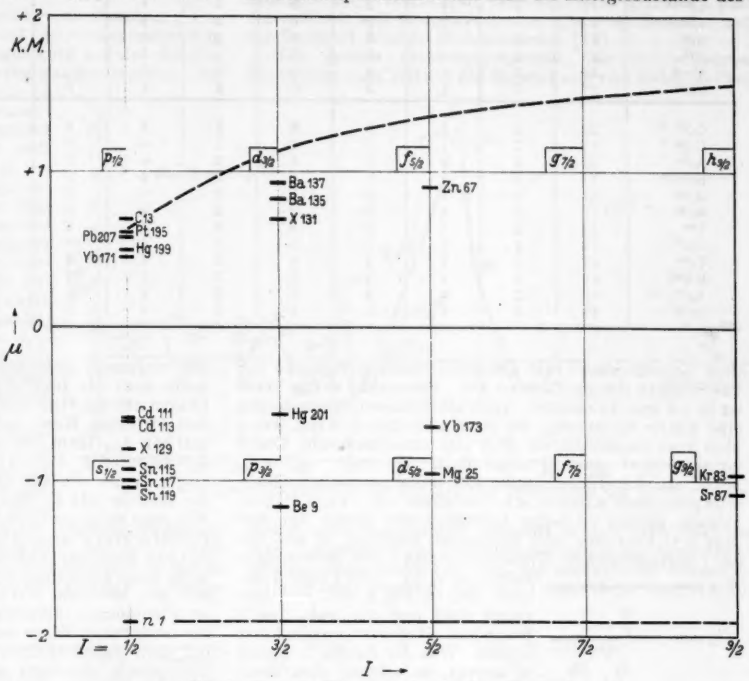


Fig. 2. SCHMIDT-Diagramm (unpaariges Neutron).

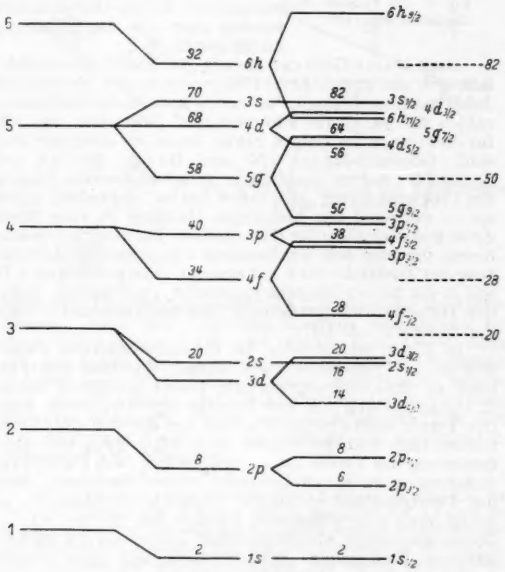


Fig. 3. Energieschema des Einteilchenmodells.

isotropen harmonischen Oszillators, die äquidistant liegen (s. Fig. 3, linke Seite). Die zugehörigen Eigenfunktionen lassen sich nach Drehimpulsen ordnen und ergeben eine Reihenfolge der Terme, die wesentlich von derjenigen der Elektronenhülle abweicht[3]). So tritt nach

[1]) Die Abweichung der unteren SCHMIDT-Kurve von der geraden Linie bei kleinen I-Werten ist durch die quantenmechanische Rechnung bedingt.

[2]) Mit Ausnahme des Tritons.

[3]) Die Eigenheiten der Termordnung in der Elektronenhülle sind durch das COULOMB-Potential bedingt.

Tabelle 1. *Auffüllung der Protonenschalen zwischen $Z = 17$ und 49.*

Isotop	Z	$1s_{1/2}$	$2p_{3/2}$	$2p_{1/2}$	$3d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$3d_{3/2}$	$4f_{7/2}$	$3p_{3/2}$	$4f_{5/2}$	$3p_{1/2}$	$5g_{9/2}$
$Cl^{35,37}$	17	2	4	2	6	2	1					
$K^{39,41}$	19	2	4	2	6	2	3					
Sc^{45}	21	2	4	2	6	2	4	1				
V^{51}	23	2	4	2	6	2	4	3				
Mn^{55}	25	2	4	2	6	2	4			5		
Co^{59}	27	2	4	2	6	2	4	7				
$Cu^{63,65}$	29	2	4	2	6	2	4	8	1			
$Ga^{69,71}$	31	2	4	2	6	2	4	8	3			
As^{75}	33	2	4	2	6	2	4	8	3	2		
$Br^{79,81}$	35	2	4	2	6	2	4	8	3	4		
Rb^{85}	37	2	4	2	6	2	4	8	4	5		
Rb^{87}	37	2	4	2	6	2	4	8	3	6		
Y^{89}	39	2	4	2	6	2	4	8	4	6	1	
Nb^{93}	41	2	4	2	6	2	4	8	4	6	2	1
Tc^{99}	43	2	4	2	6	2	4	8	4	6	2	3
Rh^{103}	45	2	4	2	6	2	4	8	4	6	1	6
$Ag^{107,109}$	47	2	4	2	6	2	4	8	4	6	1	8
$In^{113,115}$	49	2	4	2	6	2	4	8	4	6	2	9

dem Grundzustand mit der Konfiguration $1s$ nicht der $2s$-, sondern der $2p$-Zustand auf. Bereits der dritte Term ist in $3d$ und $2s$ *entartet*. Auch alle höheren Terme zeigen eine solche Entartung, die aber aufgehoben wird, wenn man vom harmonischen über das unharmonische Oszillatorpotential zum Potentialloch übergeht (s. Fig. 3, Mitte, wo die Termordnung des unharmonischen Oszillatorpotentials schematisch gezeichnet ist). Dem PAULI-Prinzip gemäß ist jedes Energieniveau dieser Art mit $2(2l+1)$ Protonen und Neutronen belegbar, so daß für die „*abgeschlossenen Nukleonenschalen*" die Besetzungszahlen 2, 8, 20, ... in Frage kommen, die in Fig. 3, Mitte, angegeben sind und die sich durch besondere Stabilität auszeichnen sollten. Was die Zahlen 2, 8 und 20 angeht, so stimmt dies zwar mit der Erfahrung überein, alle höheren ausgezeichneten Nukleonenzahlen, die das Modell liefert, werden aber von der Erfahrung nicht bestätigt.

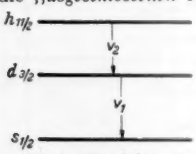


Fig. 4. Die tiefsten Zustände des Te^{123}.

Nach MARIA GÖPPERT-MAYER [*14*] und O. HAXEL [*15*] läßt sich ein großes Erfahrungsmaterial der Kernphysik dahin zusammenfassen, daß neben 2, 8, 20 die Nukleonenzahlen 28, 50, 82 für Protonen und Neutronen und 126 für Neutronen im obigen Sinne besonders ausgezeichnet sind. GÖPPERT-MAYER [*16*] und HAXEL, JENSEN und SUESS [*17*] haben unabhängig voneinander eine Lösung des Problems dieser „*magischen Zahlen*" gefunden, indem sie — entgegen der bisherigen Meinung — eine *starke Spin-Bahnkopplung* für die einzelnen Kernteilchen postulieren, die eine mit wachsendem l zunehmende Aufspaltung der Zustände mit $l \geq 1$ erzeugt. Ein p-Zustand z. B. soll in die beiden Niveaus $p_{1/2}$ und $p_{3/2}$ aufspalten, wobei der Term mit dem größeren j, hier der Term mit $j = 3/2$, der tieferliegende ist.

In Fig. 3, rechte Seite, ist für ein *unpaariges Proton* eine solche Termordnung gezeichnet. Wie man sieht, gelingt es ohne Schwierigkeiten, durch genügend starke (l, s)-Aufspaltung für die höheren Zustände eine Lage der Terme ausfindig zu machen, bei der der $4f_{7/2}$-Term isoliert liegt und die Terme $3p_{3/2}$, $4f_{5/2}$, $3p_{1/2}$ und $5g_{9/2}$ einerseits, die Terme $4d_{5/2}$, $5g_{7/2}$, $6h_{11/2}$, $4d_{3/2}$ und $3s_{1/2}$ andererseits zu engen Gruppen zusammenrücken. Was die Besetzungszahlen dieser Zustände anbelangt[1]), so erhält man abgeschlossene Schalen bei 28, 50, 82, ... Durch wachsende Abstände dieser Terme von der nächsthöheren Termgruppe dokumentiert sich ihre immer größer werdende Stabilität.

Es ist hier nicht der Ort, auf alle Argumente einzugehen, die für dieses modifizierte Einteilchenmodell sprechen[2]). Vom Standpunkt der Kernmomente ist es erstaunlich, zu sehen, wie weitgehend dieses einfache Modell die empirisch gefundenen I- und μ-Werte wiedergibt, wenn man zur Identifizierung der Terme das SCHMIDT-Diagramm zur Hilfe nimmt[3]). So erwartet man aus Fig. 3, daß für einen Kern mit unpaarigem Proton zum erstenmal ein $f_{7/2}$-Term bei der Protonenzahl 21, ein $g_{9/2}$ bei $Z = 41$ auftritt. Genau das wird beobachtet, wie Tabelle 1 zeigt, in der die sukzessive Auffüllung der Schalen für die Isotope mit Z_u von $Z = 17$ bis $Z = 49$ angegeben ist. Wie man sieht, ist es möglich, die empirisch beobachteten I- und μ-Werte in dem vom Modell vorgegebenen Schema, das am Kopf der Tabelle aufgeführt ist, unterzubringen, wenn man zusätzlich die Hypothese macht, daß Nukleonen mit höherem l-Wert, falls sie *paarweise* auftreten, im allgemeinen energetisch vor solchen mit niedrigerem l bevorzugt sind. Diese Annahme bewährt sich z. B. bei As^{75}, bei dem augenscheinlich die Konfiguration $3p^3_{3/2}\ 4f^2_{5/2}$ energetisch günstiger als $3p^4_{3/2}\ 4f_{5/2}$ ist. Ein gleiches wiederholt sich bei Rh, Ag und schwereren Kernen.

Diese mit wachsendem l größer werdende „*Paarungsenergie*" wird dafür verantwortlich gemacht, daß höhere I-Werte als 9/2 bei stabilen Kernen überhaupt nicht in Erscheinung treten, obwohl $h_{11/2}$ und $i_{13/2}$-Nukleonen vom Modell für die schwersten Kerne gefordert werden. Es ist sehr befriedigend, daß z. B. $h_{11/2}$-Terme — wenn auch nicht bei den Kerngrundzuständen — bei isomereren Kernzuständen beobachtet werden. Als Beispiel sei das Te^{123} erwähnt [*18*], von dem man zwei isomere Niveaus kennt, die einige hundert KeV über dem Grundzustand liegen. Von den beiden Linien, die man beobachtet, hat ν_1 (s. Fig. 4) den Charakter eines magnetischen Dipolüberganges. Da der Grundzustand mit Sicherheit ein $s_{1/2}$-Term ist, folgt nach den Auswahlregeln für magnetische Dipolstrahlung eindeutig, daß der erste angeregte Zustand ein $d_{3/2}$-Term ist. Die Frequenz ν_2 hat sich als magnetischer 16-Pol-Übergang erwiesen, dessen Auswahlregeln den oberen Zustand als $h_{11/2}$-Term festlegen. Genau diese drei Termarten werden bei Kernen in der Nähe des Te erwartet und sowohl $s_{1/2}$- als $d_{3/2}$-Terme als Grundzustand beobachtet.

Es lassen sich aber auch eine Reihe von *schwerwiegenden Bedenken* gegen das Modell vorbringen, die sich gerade aus dem SCHMIDT-Diagramm ergeben. Wenn schon die beobachteten μ-Werte nicht auf den SCHMIDT-Linien liegen, so sollten doch die μ-Werte derjenigen Kerne, deren Nukleonenzahlen um 1 über oder unter einer magischen Zahl liegen[4]), den SCHMIDT-Linien besonders benachbart sein, da sie ja den Idealfall des Modells darstellen. Die beobachtete Lage dieser μ-Werte ist aber in keiner Weise ausgezeichnet. Speziell liegt der Bi^{209}-Punkt mit $Z = 83$ und N[5]) $= 126$ z. B., bei dem sich nur ein Proton außerhalb abgeschlossener Protonen-

[1]) Die Besetzungszahl eines Terms mit der Quantenzahl j ist $2(2j+1)$.

[2]) Zum Beispiel die Kern-Isomerien oder die β-Übergänge zwischen radioaktiven Kernen. Siehe den in den Erg. exakt. Naturwiss. erscheinenden zusammenfassenden Artikel von HAXEL und JENSEN.

[3]) Wenn z. B. ein empirisch gefundener μ-Wert, der zu $I = 5/2$ gehört, näher der oberen SCHMIDT-Linie für ein unpaariges Proton liegt, soll es sich um einen $d_{5/2}$-Term, wenn er näher an der unteren SCHMIDT-Linie liegt, um einen $f_{5/2}$-Term handeln.

[4]) Ein einziges fehlendes Nukleon in einer vollen Schale, ein „Nukleonenloch", ist — bis auf das Vorzeichen des elektrischen Quadrupolmomentes — einem einzigen Nukleon gleicher Konfiguration in einer leeren Schale äquivalent.

[5]) $N = A - Z$ = Neutronenzahl.

und Neutronenschalen befindet, fast in der Mitte zwischen den SCHMIDT-Linien.

Ganz extrem gelagert ist das Eu^{153}, das nach dem Modell einen $d_{5/2}$-Term haben sollte und dessen μ-Wert nahe der unteren SCHMIDT-Linie liegt. Entsprechendes gilt für das Yb^{173} [1]).

Ehe der Versuch gemacht wird, eine Erklärung für diese Schönheitsfehler des sonst so außerordentlich brauchbaren Modells zu geben, soll kurz auf die elektrischen Kernquadrupolmomente eingegangen werden. In Fig. 5 sind die gemessenen Q-Werte in Abhängigkeit von der Teilchenzahl aufgetragen [2]). Es muß als äußerst befriedigend festgestellt werden, daß die beobachteten Q-Werte jeweils bei den magischen Zahlen das Vorzeichen wechseln, und zwar in dem Sinne, daß die Q-Werte vor einer abgeschlossenen Schale positiv, hinter dieser negativ sind [3]). Das gilt sogar, soweit beobachtet, für die *Unterschalen*, wie Tabelle 2 zeigt. Besonders instruktiv ist in dieser Beziehung der Schwefel: S^{33} mit einem Neutron in der $d_{3/2}$-Unterschale hat negatives, S^{35} mit einem Neutronenloch [3]) in der gleichen Unterschale hat positives Vorzeichen von Q.

Was die *Absolutwerte* von Q anbelangt, so sind diese bei Sb^{121} mit $Z = 51$ und Bi^{209} mit $Z = 83$ so, wie man sie von einem Proton, das einen kugelsymmetrischen Rumpf auf einer Bahn mit einem Radius $\approx$ dem Kernradius umkreist, erwarten sollte. Bei $In^{113,115}$ mit $Z = 49$ und Sb^{123} mit $Z = 51$ sind die gefundenen Q-Werte jedoch etwa dreimal zu groß. Unverständlich bleiben weiterhin die riesigen Q-Werte in der Gegend des Cp und erst recht das große Quadrupolmoment des Yb (s. Fig. 5), das von einem einzigen Neutron herrühren müßte, ganz abgesehen von der Frage, wie überhaupt im Rahmen der bisher diskutierten Vorstellungen ein Neutron eine Ladungsunsymmetrie erzeugen soll.

Einen Hinweis darauf, wo die Gründe für diese offensichtlichen Mängel des Modells zu suchen sind, kann vielleicht eine einfache empirische Gesetzmäßigkeit geben, die dem Referenten schon vor einiger Zeit aufgefallen ist [4]). Wenn man nämlich die gemessenen Q-Werte von isotopen Kernen mit gleichem I als Funktion ihrer μ-Werte aufträgt, wie dies für fünf bisher bekannte Fälle dieser Art in Fig. 6 geschehen ist, so *führt eine lineare Extrapolation auf das Quadrupolmoment Null ziemlich genau zu den μ-Werten der* SCHMIDT-*Linien* [5]). Wenn sich diese Regel bewähren sollte, würde sie aussagen, daß die vorhandenen Q-Werte die Ursache für den „Sternenhimmel" der μ-Werte sind, oder anders ausgedrückt, daß die *μ-Werte mit verschwindendem Quadrupolmoment auf die* SCHMIDT-*Kurven rücken würden* [*19*].

Die *großen Quadrupolmomente*, die bei schweren Elementen zum Teil auf die Mitwirkung von 20 bis 30 Protonen schließen lassen, versucht RAINWATER [*20*] auf eine *Deformation des Kernrumpfes infolge des Zentrifugaldruckes* zurückzuführen, den das umlaufende unpaarige Proton oder Neutron auf den Gesamtkern ausübt. Mit Hilfe von Überlegungen über die Veränderung der Oberflächen- und der COULOMB-Energie des Kerns bei einer Deformation [*21*] und durch Einführung eines *von der sphärischen Symmetrie abweichenden Potentials* für das unpaarige Nukleon kann RAINWATER zeigen, daß Deformationen der beobachteten Größenordnung auftreten können [6]). Damit wird auch verständlich, daß ein unpaariges *Neutron* in der Lage ist, ein Kernquadrupolmoment zu erzeugen.

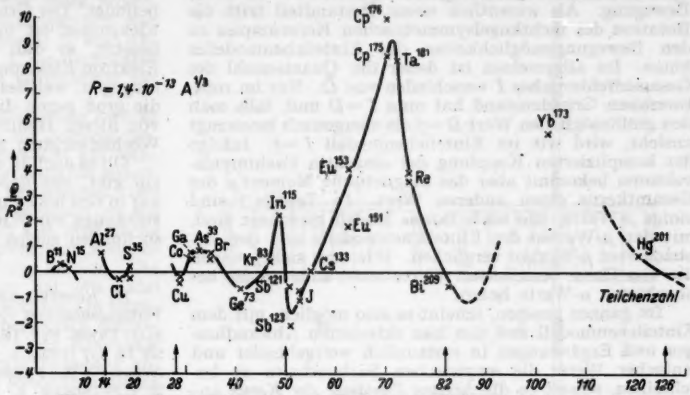


Fig. 5. Die Quadrupolmomente als Funktion der Teilchenzahl der Kerne.

Tabelle 2. *Quadrupolmomente und Schalenstruktur.*

Konfiguration	Proton (−)	Protonenloch (+)	Neutron (−)	Neutronenloch (+)
$2p_{3/2}$	Li^7 (1)	B^{11} (3)		
$3d_{5/2}$		Al^{27} (5)		
$3d_{3/2}$	$Cl^{35,37}$ (1)		S^{33} (1)	S^{35} (3)
$4f_{7/2}$		Co^{59} (7)		
$3p_{3/2}$	$Cu^{63,65}$ (1)	$Ga^{69,71}$, As^{75}, $Br^{79,81}$, Rb^{87} (3)		
$4f_{5/2}$		Rb^{85} (5)		
$5g_{9/2}$			Ge^{73} (1)	
$4d_{5/2}$	Sb^{121} (1)			
$4g_{7/2}$	Sb^{123} (1)			
$4d_{3/2}$				X^{131} (3)
$6h_{11/2}$	Bi^{209} (1)			
$4p_{3/2}$				Hg^{201} (3)

Alle eingetragenen Q-Werte haben das vom Modell verlangte Vorzeichen, bis auf Li^7, dessen Q-Wert extrem klein ist. (Die eingeklammerten Zahlen sind die Besetzungszahlen der äußersten Schale.)

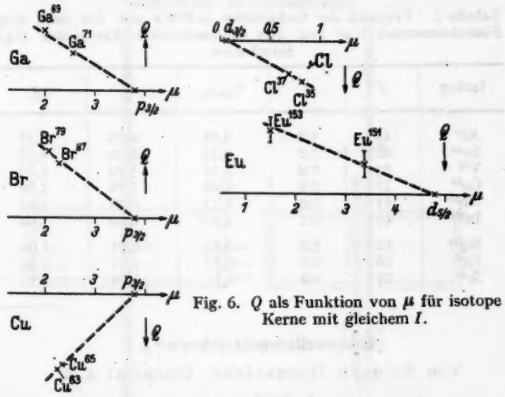


Fig. 6. Q als Funktion von μ für isotope Kerne mit gleichem I.

[1]) Von einigen Schwierigkeiten bei den leichten Kernen soll hier nicht gesprochen werden, da es fraglich erscheint, ob das Modell für diese zuständig ist.

[2]) Entnommen der Arbeit von C. H. TOWNES, H. M. FOLEY und W. LOW [Physic. Rev. **76**, 1415 (1949)].

[3]) Ein einziges Proton, das einen kugelsymmetrischen Rumpf umkreist, hat definitionsgemäß negatives, ein Protonenloch positives Vorzeichen.

[4]) Siehe Fußnote auf S. 310 der Arbeit von HAXEL, JENSEN und SUESS, Z. Physik **128** (1950).

[5]) Sie hängt nur vom Verhältnis der Q-Werte ab. Bei Ga, Br, Cu (unveröffentlichte Q-Werte von G. BECKER) und Cl sind die magnetischen Momente und das Verhältnis der Quadrupolmomente mindestens auf 1 % sicher. Beim Eu sind magnetische und elektrische Momente nur auf ~10% genau. Die beiden Indiumisotope sind zwar bezüglich μ- und Q-Werten sehr gut bekannt, die μ-Werte unterscheiden sich aber nur um $^1/_2$ %, so daß hier eine Extrapolation nicht möglich ist.

[6]) Bei gleichbleibendem Volumen nimmt bei einer Deformation des Kerns zum Rotationsellipsoid die Summe von Oberflächen- und COULOMB-Energie proportional dem Quadrat der Exzentrizität ε zu, während die Energie des unpaarigen Nukleons im zylindersymmetrischen Hilfspotential linear mit ε abnimmt. Daraus resultiert ein Minimum der Gesamtenergie, das bei recht hohen Werten von ε liegen kann.

Einen Weg, wie man *die Existenz von großen Quadrupolmomenten mit den wesentlichen Zügen des Einteilchenmodells* verbinden kann, hat A. BOHR [22] gewiesen. Im Feld des deformierten Kernrumpfes soll sich das unpaarige Nukleon in ähnlicher Weise bewegen wie das Leuchtelektron im zylindersymmetrischen Feld der zweiatomigen Molekel [23]. In einem solchen Feld ist nicht mehr der Drehimpuls des „Leuchtteilchens" mit der Quantenzahl j, sondern seine Komponente in der Richtung der Symmetrieachse mit der Quantenzahl Ω Konstante der Bewegung. Als wesentlich neuer Bestandteil tritt die Rotation des nichtkugelsymmetrischen Kernrumpfes zu den Bewegungsmöglichkeiten des Einteilchenmodelles hinzu. Im allgemeinen ist daher die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses I verschieden von Ω. Nur im rotationslosen Grundzustand hat man $I = \Omega$ und, falls man den größtmöglichen Wert $\Omega = j$ als energetisch bevorzugt ansieht, wird wie im Einteilchenmodell $I = j$. Infolge der komplizierten Kopplung der einzelnen Drehimpulsvektoren bekommt aber das magnetische Moment μ des Gesamtkerns einen anderen Wert. In Tabelle 3 sind einige μ-Werte, die nach BOHRs Modell gerechnet sind, mit den μ-Werten des Einteilchenmodells und den beobachteten μ-Werten verglichen. Wie man sieht, rücken die von BOHR berechneten Werte recht nahe an die beobachteten μ-Werte heran.

Im ganzen gesehen, scheint es also möglich, mit dem Einteilchenmodell und den hier skizzierten Abwandlungen und Ergänzungen in erstaunlich weitgehender und einfacher Weise die empirischen Sachverhalte zu beschreiben, soweit es die *tiefsten Zustände der Kerne* angeht, während man die höher angeregten Kernzustände, wie die Kernreaktionen zeigen, nicht in so einfacher Weise behandeln kann. Das Problem, das hier auftaucht, läßt sich kurz so formulieren: *Warum merkt man von den sehr starken Kernkräften, die bei hohen Energien so massiv in Erscheinung treten, bei den Kerngrundzuständen so wenig?*

Tabelle 3. *Vergleich der beobachteten μ-Werte mit den nach dem Einteilchenmodell (μ_E) und dem asymmetrischen Kernmodell (μ_B) berechneten.*

Isotop	Z	I	$\mu_{beob.}$	μ_E	μ_B
Al^{27}	13	5/2	3,64	4,79	3,74
Sc^{45}	21	7/2	4,75	5,79	4,86
V^{51}	23	7/2	5,14	5,79	4,86
Co^{59}	27	7/2	4,64	5,79	4,86
Nb^{93}	41	9/2	6,17	6,79	5,92
In^{115}	49	9/2	5,46	6,79	5,92
Mg^{25}	12	5/2	−0,96	−1,91	−1,04
Kr^{83}	36	9/2	−0,97	−1,91	−1,19
Sr^{87}	38	9/2	−1,1	−1,91	−1,19

Die Antwort kennen wir noch nicht. Es gibt aber eine Analogie, die der hier sich abzeichnenden Situation — wenigstens formal — sehr ähnlich ist, nämlich das Problem der *Leitungselektronen im Metall* [24]. Man weiß, daß Elektronen starke Wechselwirkungskräfte aufeinander ausüben. Trotzdem kann man die Leitungselektronen in einem Metall in guter Näherung als ein ideales Gas beschreiben, dessen Teilchen sich unabhängig voneinander in einem Potentialtopf bewegen, vorausgesetzt, daß man sich unterhalb der FERMIschen Grenzenergie [25] befindet. Der Grund für dieses einfache Verhalten solcher Elektronen ist das PAULI-Verbot: Alle Zustände sind besetzt, so daß eine Energieübertragung beim Stoß Elektron-Elektron nicht stattfinden kann. Ein Elektron hingegen, welches das Metall mit einer Energie betritt, die groß gegen die FERMIsche Grenzenergie ist, ist frei von diesen Hemmungen und zeigt die erwartete starke Wechselwirkung mit den anderen Elektronen.

Ob es auch in den Kernen ein ähnlich wirkendes Prinzip gibt, das dafür sorgt, daß die starken Kernkräfte nur in den hochangeregten, nicht aber in den tiefen Kernzuständen zur Wirkung kommen, müssen weitere Untersuchungen zeigen.

Literatur.

[1] KOPFERMANN, H.: Kernmomente. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft 1940. — [2] DAVIS, L., A. NAGLE and J. ZACHARIAS: Physic. Rev. 76, 1068 (1949). — [3] KOPFERMANN, H.: Z. Physik 73, 437 (1932). — WALCHER, W.: Z. Physik 108, 376 (1938). — ARROE, O. H.: Physic. Rev. 74, 1263 (1948). — [4] BLEANEY, B., D. J. E. INGRAM u. M. H. L. PRYCE: Nature (Lond.) 164, 116 (1949). — [5] KELLOGG, J. J. RABI, N. RAMSEY and J. ZACHARIAS: Physic. Rev. 56, 728 (1939). — KUSCH, P., and H. TAUB: Physic. Rev. 75, 1477 (1949). — [6] BLOCH, F.: Physic. Rev. 70, 471 (1946). — [7] PURCELL, E. M.: Physic. Rev. 73, 679 (1948). — [8] PROCTOR, W. G., and F. C. YU: Physic. Rev. 77, 717 (1950). — DICKINSON, W. C.: Physic. Rev. 77, 736 (1950). — [9] STERNHEIMER, R.: Physic. Rev. 80, 102 (1950). — [10] SCHMIDT, TH.: Z. Physik 106, 358 (1937). — [11] LANDÉ, A.: Physic. Rev. 44, 1028 (1933). — [12] ELSASSER, W.: C. r. 199, 46, 1213 (1934). — [13] HEISENBERG, W.: Z. Physik 77, 1 (1932). — [14] GÖPPERT-MAYER, M.: Physic. Rev. 74, 235 (1948). — [15] HAXEL, O.: Unveröffentlicht. — [16] GÖPPERT-MAYER, M.: Physic. Rev. 75, 1969 (1949). — [17] HAXEL, JENSEN u. SUESS: Z. Physik 128, 301 (1950). — [18] HILL, R. D., and G. SCHARFF-GOLDHABER: Physic. Rev. 75, 324 (1949). — [19] BOHR, A.: Physic. Rev. (im Druck). — [20] RAINWATER, J.: Physic. Rev. 79, 432 (1950). — [21] BOHR, N., u. I. A. WHEELER: Physic. Rev. 56, 426 (1939). — [22] BOHR, A.: Physic. Rev. (im Druck). — [23] HUND, F.: Z. Physik 40, 742 (1927). — [24] WEISSKOPF, V. F.: Helvet. Phys. Acta 23, 182 (1950). — [25] BECKER, R.: Theorie der Elektrizität, Bd. II, S. 221. 1933.

Eingegangen am 27. November 1950.

Mikrowellenspektroskopie *).

Von RICHARD HONERJÄGER, Frankfurt a. M.

1. Einleitung.

Die Spektroskopie mit kurzen elektrischen Wellen, den sog. „Mikrowellen", verdankt ihre Entwicklung zu einem wesentlichen Teil der Funkmeßtechnik des letzten Krieges. Eine Linienspektroskopie mit Mikrowellen gibt es erst seit 1945.

Unmittelbar nach Kriegsende standen — besonders in Amerika und England — Senderöhren für Mikrowellen und andere Teile von Funkmeßeinrichtungen als überflüssiges Wehrmachtsgut zur Verfügung, und viele Physiker, die schon während des Krieges mit Mikrowellen arbeiten mußten, versuchten, mit Hilfe dieser Instrumente nunmehr rein wissenschaftliche Aufgaben zu lösen. *Eine* Frucht dieser Arbeiten sind die Ergebnisse der Mikrowellenspektroskopie. Die weitaus größte Zahl der Arbeiten stammt aus amerikanischen Laboratorien.

Die Mikrowellen bilden einen Teil des elektromagnetischen Spektrums zwischen den ultraroten und den kurzen Radiowellen. Ihre Wellenlänge beträgt einige Millimeter bis einige Dezimeter. Man kann natürlich keine festen Grenzen für diesen Spektralbereich abstecken, und es ist vielleicht zweckmäßiger, den Mikrowellenbereich durch die typische experimentelle Methodik zu kennzeichnen, über die weiter unten berichtet werden wird.

Ein lückenloser experimenteller Anschluß an das ultrarote Spektrum ist auch heute noch nicht erreicht. Aber es erscheint aussichtsreich, die Lücke von der Seite der kurzen elektrischen Wellen her zu schließen, vielleicht sogar auch noch ein Stück weiter in das ultrarote Spektrum vorzudringen und damit die Intensitätsschwierigkeiten der langwelligen Ultrarotspektroskopie zu überwinden.

Eines der Hauptanwendungsgebiete der Mikrowellenspektroskopie ist die Untersuchung der längstwelligen Spektren der schwereren Molekeln. Im allgemeinen werden die Absorptionslinien auf der kurzwelligen Seite des Mikrowellenspektrums zahlreicher und stärker. Deshalb ist vor allem der Bereich der Millimeterwellen von größtem Interesse, und es wird gerade heute viel Mühe darauf verwendet, Generatoren für Millimeterwellen zu bauen.

Die Elektronenröhren, mit denen man Mikrowellen erzeugt, geben eine praktisch monochromatische Strahlung ab. Das hat zur Folge, daß das Auflösungsvermögen eines Mikrowellenspektrometers — etwa im Vergleich zu dem im Ultraroten — ungewöhnlich groß ist. Es gelingt, die Molekelspektren in scharfe Linien aufzulösen und Feinheiten, wie Einflüsse von Kernmassen und Kern-

*) Zusammenfassender Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaften in Bad Nauheim am 15. Oktober 1950.

momenten auf das Spektrum, zu erkennen und zu messen. Das hohe Auflösungsvermögen ist *eine* charakteristische Eigenschaft des Mikrowellenspektrometers; die zweite ist die große Genauigkeit, mit der man die Linienfrequenzen messen kann. Eine Frequenzangabe bis auf 7 Dezimalen ist durchaus möglich.

2. *Experimentelle Methoden.*

Im Bereiche der Mikrowellen gibt es bislang nur eine *Absorptions*spektroskopie. Die Hauptteile eines Mikrowellenspektrometers sind: 1. eine Strahlungsquelle mit möglichst weitgehend variierbarer Frequenz; 2. eine Anordnung zur Fortleitung der Strahlung; 3. ein Empfänger zum Nachweis der Mikrowellen; 4. eine Vorrichtung zur Messung der Linienfrequenzen.

1. Als *Strahlungsquellen* für spektroskopische Zwecke kommen vorzugsweise Reflexklystrons zur Anwendung. Wir wollen im Rahmen dieses Berichtes nicht auf technische Einzelheiten eingehen, sondern nur kurz die grundsätzliche Wirkungsweise dieser Röhren beschreiben. Der frequenzbestimmende Teil eines Reflexklystrons ist ein metallischer Hohlraumresonator. Das ist z. B. eine flache zylindrische Metalldose, in deren Innerem sich elektromagnetische Eigenschwingungen ausbilden können. Die längstwellige dieser Eigenschwingungen hat ein axial gerichtetes elektrisches Feld, das in Achsennähe am stärksten ist (Fig. 1a). Schickt man einen periodisch dichtemodulierten Elektronenstrahl axial durch den Resonator hindurch (Fig. 1b), so wird seine Grundschwingung angeregt, wenn die Elektronenwolken den Resonator gerade im Takte der Eigenschwingung passieren.

Das Reflexklystron gehört zur Gruppe der Laufzeitröhren. Das Wort „Laufzeit" deutet an, auf welche Weise der Elektronenstrahl dichtemoduliert wird. Ein ursprünglich in seiner Dichte und Geschwindigkeit homogener Elektronenstrahl durchlaufe den schwingenden Resonator. Dann wird in zeitlicher Folge je nach der Phase des elektrischen Resonatorfeldes ein Teil der Strahlelektronen etwas beschleunigt, ein anderer Teil etwas verzögert; mit anderen Worten, der Elektronenstrahl verläßt den Resonator geschwindigkeitsmoduliert. Nach einer gewissen Laufzeit setzt sich diese Geschwindigkeitsmodulation in eine Dichtemodulation um, da die beschleunigten Elektronen die verlangsamten einholen (Fig. 2a). Beim Reflexklystron spiegelt man den Elektronenstrahl in sich zurück durch Vorsetzen eines negativ vorgespannten Reflektors (Fig. 2b). Der Elektronenstrahl ist dichtemoduliert, wenn er auf seinem Rückwege den Resonator zum zweitenmal durchläuft. Er facht ihn zu verstärkten Schwingungen an, und das Spiel wiederholt sich.

Mit Reflexklystrons kann man heute Mikrowellen bis herunter zu 5 mm Wellenlänge herstellen. Bei so kurzen Wellen haben die Hohlraumresonatoren Lineardimensionen von wenigen Millimetern. Die Hauptschwierigkeit bei der Erzeugung noch kürzerer Wellen besteht darin, Elektronenströme hinreichender Dichte durch so kleine Resonatoren hindurchzuschicken.

Die Frequenz der emittierten Strahlung läßt sich durch mechanische Deformation des Resonators um etwa 10% der mittleren Frequenz verändern. Für die Zwecke der Mikrowellenspektroskopie ist von Bedeutung, daß eine Frequenzänderung auch auf rein elektrischem Wege möglich ist, nämlich durch Veränderung des Reflektorpotentials; hierdurch erreicht man eine Verstimmung um maximal 1‰ der jeweiligen Frequenz. Das bedeutet z. B. bei einer Wellenlänge von 1 cm einige 10 MHz.

2. Ein Mikrowellenspektrometer unterscheidet sich von einem optischen nicht nur dadurch, daß es kein dispergierendes Element wie Prisma oder Gitter enthält, sondern auch durch die Art, *wie die Strahlung geführt wird.* Ausgeblendete, freie Strahlenbündel verbieten sich wegen der Größe der Wellenlänge, die ja mit den Apparatedimensionen vergleichbar ist und ausgeprägte Beugungserscheinungen hervorrufen würde. Deshalb schickt man die Strahlung durch sog. „*Wellenleiter*". Das sind Metallrohre von meistens rechteckigem oder kreisförmigem Querschnitt. Ihr Durchmesser ist mit der Wellenlänge der Mikrowellen vergleichbar.

Eine bemerkenswerte Eigenschaft dieser Wellenleiter ist die folgende. Strahlung kann durch einen Wellenleiter nur dann hindurchtreten, wenn ihre Wellenlänge kürzer als eine bestimmte Grenzwellenlänge ist. Diese Grenzwellenlänge hängt von der Größe und Gestalt des Rohrquerschnittes ab und ist von der Größenordnung des Rohrdurchmessers.

Die Verteilung des elektromagnetischen Feldes in einem Wellenleiter ist im allgemeinen Falle ziemlich kompliziert. Beim Rechteckrohr sind die Verhältnisse durchsichtiger. Hier kann man sich ein mit den Grenzbedingungen verträgliches Feld immer dadurch konstruieren, daß man eine gewöhnliche ebene Transversalwelle

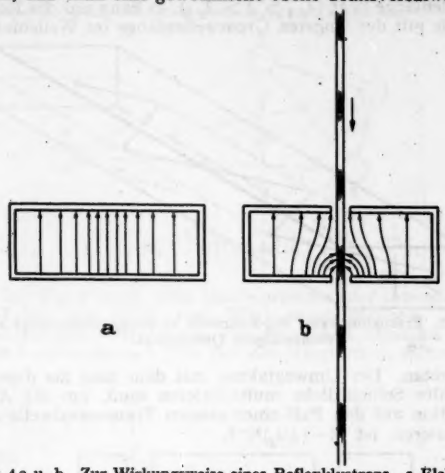


Fig. 1a u. b. Zur Wirkungsweise eines Reflexklystrons. a Elektrisches Feld der Grundschwingung eines dosenförmigen Hohlraumresonators. b Anregung der Grundschwingung durch einen dichtemodulierten Elektronenstrahl.

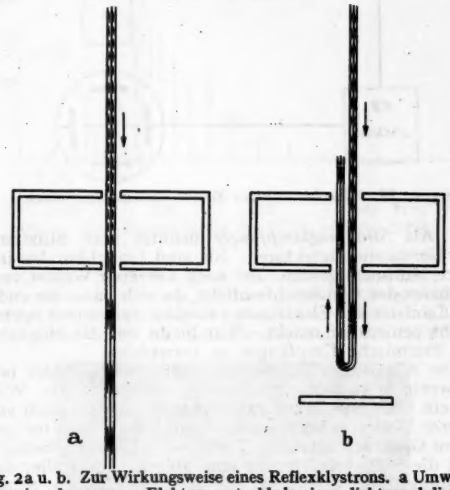


Fig. 2a u. b. Zur Wirkungsweise eines Reflexklystrons. a Umwandlung eines homogenen Elektronenstrahls in einen dichtemodulierten. b Rückspiegelung des Elektronenstrahls.

an den Rohrwänden reflektieren läßt. So entsteht z. B. der sog. H_{10}-Typ im Rechteckrohr, wenn der elektrische Vektor ($\mathfrak{E}$) der erzeugenden Transversalwelle auf der Einfallsebene und einer Rohrwand senkrecht steht (Fig. 3). Wenn man die Absorption eines Gases in einem solchen Felde messen will, so muß man den Umweg berücksichtigen, den die Strahlung infolge der Reflexionen an den Rohrwänden macht, und außerdem dafür sorgen, daß nicht noch mehr solcher hin- und herreflektierter Partialwellen im Wellenleiter gleichzeitig vorhanden sind, so daß man keinen eindeutigen Absorptionskoeffizienten messen könnte.

Die Übersicht wird durch einen allgemeinen Satz über die Eigenschaften elektromagnetischer Felder in Metallrohren erleichtert. Das Feld in Wellenleitern beliebigen Querschnitts läßt sich immer als Superposition

einer unendlichen Zahl von Rohreigenwellen darstellen. Zu jeder Eigenwelle gehört eine Grenzwellenlänge in dem Sinne, daß diese Eigenwelle im Wellenleiter nur dann auftreten kann, wenn die Wellenlänge der Strahlung kleiner als die zugehörige Grenzwellenlänge ist. Diese diskreten Grenzwellenlängen $\lambda_{g,n}$ lassen sich in eine Folge nach abnehmender Größe ordnen ($\lambda_{g,1} > \lambda_{g,2} > \lambda_{g,3} > \cdots$).

Baut man also den Wellenleiter so, daß die Wellenlänge λ, bei der der Wellenleiter betrieben werden soll, gerade zwischen der längsten und der nächst kürzeren Grenzwellenlänge liegt ($\lambda_{g,1} > \lambda > \lambda_{g,2}$), so kann nur die Rohrwelle mit der längsten Grenzwellenlänge im Wellenleiter

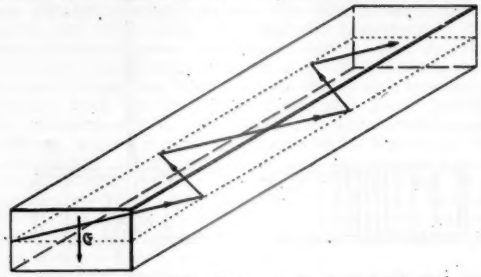


Fig. 3. Erzeugung einer H_{10}-Rohrwelle in einem Wellenleiter von rechteckigem Querschnitt.

auftreten. Der Umwegfaktor, mit dem man die durchstrahlte Schichtdicke multiplizieren muß, um die Absorption auf den Fall einer ebenen Transversalwelle zu reduzieren, ist $[1-(\lambda/\lambda_g)^2]^{-\frac{1}{2}}$.

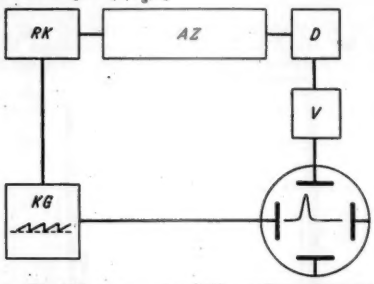


Fig. 4. Blockdiagramm eines Mikrowellenspektrometers.

3. Als *Strahlungsempfänger* benutzt man Silizium- oder Germaniumdetektoren. Sie sind brauchbar bis ins untere Millimetergebiet. Bei noch kürzeren Wellen verschwindet der Gleichrichtereffekt, da sich dann die endliche Laufzeit der Elektronen zwischen Spitze und Sperrschicht bemerkbar macht. Hier bleibt nur die Möglichkeit, thermische Empfänger zu verwenden.

Die Absorption der Gase im Mikrowellengebiet ist, von wenigen Ausnahmen abgesehen, sehr schwach. Will man ein Linienspektrum aufnehmen, so kommt noch ein weiterer Umstand erschwerend hinzu: man muß bei geringem Gasdruck arbeiten. Denn im Mikrowellenbereich spielt die Stoßverbreiterung eine überragende Rolle; die Strahlungsfrequenz ist ja mit der thermischen Stoßfrequenz der Molekeln vergleichbar. Aus diesem Grunde ist die Linienspektroskopie mit Mikrowellen im wesentlichen auf Gase beschränkt. Gase bei Atmosphärendruck haben breite, verwaschene Absorptionsgebiete; erst bei Drucken unterhalb von $^1/_{10}$ mm Hg lösen sie sich in Linien auf. Bei diesen niedrigen Drucken ist der Absorptionskoeffizient für den Linienschwerpunkt von der Größenordnung 10^{-6} cm^{-1}, d.h. nach Durchstrahlung von 10 km Gasschicht nimmt die Anfangsintensität auf $1/e$ ab.

Um so geringe Absorptionen nachzuweisen, kann man erstens sehr *lange Absorptionszellen* verwenden. Die Technik der Wellenleiter ermöglicht es, ein definiertes Strahlungsfeld über einen langen Absorptionsweg zu führen. In der Praxis benutzt man Absorptionszellen bis zu 10 m Länge.

Im Bereiche der Mikrowellen gibt es noch eine zweite Möglichkeit, sehr lange Absorptionswege zu realisieren. Wenn man ein kurzes Stück eines Wellenleiters auf beiden Seiten durch ebene Metallplatten abdeckt, so entsteht ein *Hohlraumresonator*. Strahlt man monochromatische Mikrowellen durch eine kleine Bohrung in diesen Resonator ein, so tritt bei passender Länge Resonanz ein. Formal kann man sich das Resonanzfeld entstanden denken durch eine in axialer Richtung fortschreitende Rohrwelle, die an den Deckplatten ständig hin- und herreflektiert wird. Im Resonanzfalle addieren sich die Amplituden, und ein Detektor zeigt eine große Resonanzamplitude an. Befindet sich ein schwach absorbierendes Gas im Resonator, so wird es von dieser hin- und herlaufenden Welle auf einem sehr langen Wege durchstrahlt; der äquivalente Absorptionsweg kann nach Hektometern messen, und die Resonanzamplitude hängt empfindlich von der Größe der Absorption ab.

Bei Absorptionswegen von nur mehreren Metern Länge droht die Absorption schwacher Linien in den natürlichen Strahlungsschwankungen unterzugehen. Hier kann man sich dadurch helfen, daß man den Absorptionseffekt irgendwie markiert, z.B. dadurch, daß man ihn streng periodisch ein- und ausschaltet und ihn auf diese Weise gegenüber den zufälligen Strahlungsschwankungen auszeichnet. Das periodische Ein- und Ausschalten der Absorption läßt sich in der Mikrowellenspektroskopie sehr elegant bewerkstelligen. Die Senderfrequenz sei auf die Mitte einer Absorptionslinie fest eingestellt. Setzt man das absorbierende Gas einem elektrischen oder magnetischen Wechselfelde aus, so wird sich die Intensität der Absorptionslinie infolge STARK- bzw. ZEEMAN-Effektes periodisch ändern; am Strahlungsempfänger tritt eine Wechselspannung auf, die nur vom Absorptionseffekt herrührt und mit einem Resonanzverstärker bequem verstärkt werden kann. Solche STARK- oder ZEEMAN-*Effektspektrographen* sind in der Mikrowellenspektroskopie sehr gebräuchlich.

Wie schon erwähnt, werden die Absorptionslinien bei geringem Druck des absorbierenden Gases scharf. Ihre Breite beträgt dann etwa 100 kHz. Es wäre experimentell äußerst mühsam, so schmale Linien durch punktweises Abtasten des Spektrums aufzusuchen. Man wendet deshalb die sog. „*Sweeping-Methode*" an, nach der man die Linien auf dem Schirm eines Oszillographen unmittelbar aufzeichnen kann. Fig. 4 zeigt das Blockdiagramm eines Mikrowellenspektrometers. Alle in diesem Zusammenhang unwesentlichen Teile sind ausgelassen. Die Strahlung eines Reflexklystrons (RK) durchsetzt die Absorptionszelle (AZ). Es handle sich um einen STARK- oder ZEEMAN-Effektspektrographen; die am Detektor (D) ankommende Strahlung ist also moduliert (einige kHz). Die Wechselspannung des Detektors wird vom Verstärker (V) verstärkt, gleichgerichtet und an die Vertikalplatten eines Oszillographen gelegt. Eine niederfrequente (z.B. 20 Hz), sägezahnförmige Kippspannung des Kippgenerators (KG) lenkt den Elektronenstrahl des Oszillographen in horizontaler Richtung ab und liegt gleichzeitig am Reflektor des Klystrons. Eine Variation des Reflektorpotentials bewirkt eine Frequenzänderung der vom Klystron emittierten Strahlung, so daß jedem Punkte auf der horizontalen Leuchtspur des BRAUNschen Rohres eindeutig eine bestimmte Klystronfrequenz entspricht. Liegt im überstrichenen Frequenzintervall eine Absorptionslinie, so wird der Leuchtfleck bei der betreffenden Frequenz nach oben ausgelenkt, und das Bild der Spektrallinie erscheint auf dem Schirm.

4. Im Spektralbereich der Mikrowellen kann man unabhängig voneinander sowohl die Wellenlänge als auch die Frequenz der Strahlung messen. Molekeldaten, die von der Lage einer Absorptionslinie im Mikrowellenspektrum abhängen, können daher an das Längen- oder Zeitnormal angeschlossen werden.

Die *Wellenlängenmessung* beruht darauf, daß es geometrisch einfach gestaltete Hohlraumresonatoren gibt, deren Resonanzwellenlängen aus den Abmessungen des Hohlraumes einfach berechnet werden können. Nach dieser Methode kann man eine Wellenlänge bequem auf 10^{-4} genau messen.

Mit wesentlich größerer Genauigkeit (bis 10^{-7}) läßt sich eine *Frequenzmessung* ausführen. Die große Frequenzkonstanz eines Klystrons erlaubt es, das Überlagerungsverfahren anzuwenden. Man überlagert der zu messenden Strahlung eine Strahlung von fast gleicher und bekannter Frequenz und beobachtet das Auftreten

von Schwobungen. Die Vergleichsstrahlung erzeugt man sich durch Vervielfachung der Frequenz eines quarzstabilisierten Senders. Die Frequenz des Quarzsenders kann durch Vergleich mit einer Normalfrequenz sehr genau bestimmt werden; die Frequenz seiner Harmonischen ist dann mit der gleichen relativen Genauigkeit bekannt wie die Grundfrequenz.

3. *Ergebnisse der Mikrowellenspektroskopie.*

Seit 1945 ist eine große Zahl von Arbeiten über Mikrowellenspektren veröffentlicht worden, und eine Fülle von spektroskopischen Daten hat sich angehäuft [*1*]. Es soll hier nur über einige wenige Ergebnisse berichtet werden, die vor allem zeigen sollen, wie weit die Mikrowellenspektroskopie unsere Kenntnis vom Molekel- und Atombau erweitern kann.

Ein ganz allgemeiner Gesichtspunkt ist der folgende. Wenn man den Abstand zweier engbenachbarter Terme spektroskopisch messen will, so kann man ihn z.B. aus der Differenz der Abstände von einem dritten Term bestimmen, der soweit oberhalb des Dubletts liegt, daß die beiden Linien, die durch Kombination dieses dritten Terms mit den Dublettermen zustande kommen, in einen bequem zugänglichen Spektralbereich fallen, etwa in den sichtbaren oder ultraroten. Auch wenn das Auflösungsvermögen des optischen Spektrometers ausreicht, die beiden Linien zu trennen, so wird doch der relative Fehler des zu messenden Dublettabstandes groß; denn er ergibt sich ja als Differenz zweier großer Zahlen. Mit Mikrowellen kann man den Dublettabstand unter Umständen direkt ausmessen und erhält ihn deshalb um Größenordnungen genauer. Die größere Genauigkeit ist vor allem dann von Bedeutung, wenn man die sehr schwachen Einflüsse der Atomkerne auf das Molekelspektrum zu studieren wünscht.

Das klassische Beispiel eines Mikrowellenmolekelspektrums ist das des *Ammoniaks*. Das NH_3 hat von allen bis heute untersuchten Gasen die stärkste selektive Absorption im Mikrowellengebiet, und zwar um 1 cm Wellenlänge herum. Strahlung von 1,25 cm Wellenlänge nimmt in Ammoniak bei Atmosphärendruck längs 80 cm Weg auf die Hälfte ihrer Anfangsintensität ab. Um das NH_3-Spektrum in Linien aufzulösen, muß man natürlich bei viel geringerem Druck arbeiten, und die Absorption wird dann entsprechend schwächer.

Die Ursache der starken Absorption des Ammoniaks im Zentimetergebiet ist seit langem bekannt. Man hat sich die NH_3-Molekel als flache Pyramide vorzustellen. Ihre Basis ist ein gleichseitiges Dreieck, dessen Ecken von den drei Protonen besetzt sind. Auf der Pyramidenspitze sitzt der Stickstoffkern (Fig. 5). Eine solche pyramidenförmige Anordnung folgt zwangsläufig aus der chemischen Gleichwertigkeit der drei H-Atome und der Existenz eines permanenten elektrischen Dipolmomentes, das in der Symmetrieachse liegt. Der N-Kern besitzt also *zwei* Gleichgewichtslagen zu beiden Seiten der Pyramidenbasis. Der beobachteten Absorption bei Zentimeterwellen entspricht — anschaulich gesprochen — das Durchschwingen des N-Kerns durch die Ebene der drei Protonen, oder im Schwerpunktsystem das symmetrische Herumschwingen der drei Protonen um den N-Kern. Dabei kehrt sich die Richtung des elektrischen Momentes um, und es kommt zu einer Wechselwirkung mit Strahlung.

Dieses sog. „*Inversionsspektrum*" des Ammoniaks besteht aus *vielen* Einzellinien, da die Frequenz des Durchschwingens vom Rotationszustand der Molekel abhängt. Stärkere Rotation um die Figurenachse z.B. treibt die Protonen auseinander und erleichtert dem Stickstoffkern das Durchschwingen. Die NH_3-Molekel ist vom Typ des symmetrischen Kreisels. Ihr Rotationszustand wird deshalb durch *zwei* Quantenzahlen J und K charakterisiert. J gibt den Gesamtdrehimpuls und K den Drehimpuls um die Figurenachse in Einheiten $h/2\pi$ an. Die einzelnen Linien des Inversionsspektrums werden also durch zwei ganze Zahlen bezeichnet. In Fig. 6 sind 43 Absorptionslinien des Inversionsspektrums von NH_3 im Frequenzintervall zwischen 20000 und 40000 MHz eingezeichnet. Die Länge der Linien gibt ein Maß für die Stärke der Absorption im Linienschwerpunkt. 33 Linien sind dem Ammoniak mit dem (häufigsten) Stickstoffisotop N^{14} und 10 Linien dem $N^{15}H_3$ (bei natürlicher Konzentration: 0,4 %) zuzuordnen. Die $N^{14}H_3$-Linien sind nach oben, die $N^{15}H_3$-Linien nach unten aufgetragen. Das einzelnen Linien beigefügte Zahlenpaar gibt J und K an (z.B. kommt die 5,3-Linie durch den Inversionsübergang einer Molekel im Zustand $J=5$, $K=3$ zustande). Die Frequenzen der Absorptionslinien sind von verschiedenen Physikern unabhängig voneinander durch Anschluß an eine Normalfrequenz des Bureau of Standards gemessen und stimmen auf sechs Dezimalen überein; sie können künftig als Mikrowellen-Frequenznormale dienen.

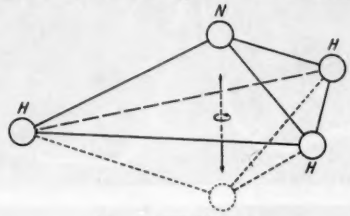


Fig. 5. NH_3-Molekel.

In Fig. 7 sind zwei Oszillogramme der intensiven 3,3-Linie von $N^{15}H_3$ und $N^{14}H_3$ wiedergegeben. Die 3,3-Linie des $N^{14}H_3$ ist von vier schwachen *Satelliten* begleitet (Abstand ~1 MHz von der Hauptlinie), während

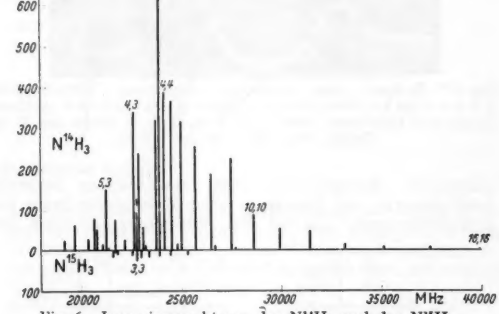


Fig. 6. Inversionsspektrum des $N^{14}H_3$ und des $N^{15}H_3$.

die 3,3-Linie des $N^{15}H_3$ keine Nebenlinien aufweist. Man hat Ammoniak mit dem N^{15}-Isotop auf 60 % angereichert und konnte trotzdem keine Satelliten nachweisen. Dieser Tatbestand deutet an, daß das Auftreten der Satelliten

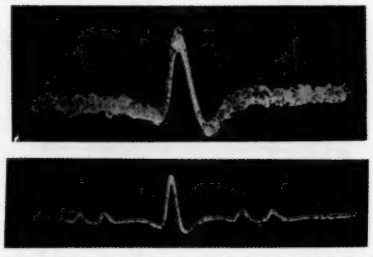


Fig. 7. Obere Kurve: 3,3-Linie von $N^{15}H_3$ bei natürlicher Konzentration (0,4 %) in normalem Ammoniak (3,6 m langer Wellenleiter, Druck: $2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg). Untere Kurve: 3,3-Linie von $N^{14}H_3$ mit Satelliten [nach W. Gordy und M. Kessler, Phys. Rev. **72**, 644 (1947)].

mit der verschiedenen Struktur der beiden Stickstoffkerne N^{14} und N^{15} zusammenhängen muß. Aus Bandenspektren ist bekannt, daß der Spin des N^{14}-Kerns gleich 1 und der des N^{15}-Kerns gleich $^1/_2$ ist. Hieraus kann man schließen, daß die Verteilung der elektrischen Ladungen im N^{15}-Kern kugelsymmetrisch ist, während diejenige im N^{14}-Kern etwas deformiert sein muß nach Art eines

abgeplatteten oder gestreckten Rotationsellipsoides. In Näherung kann man dieser Ladungsdeformation dadurch Rechnung tragen, daß man dem N^{14}-Kern außer seinem kugelsymmetrischen COULOMB-Feld noch das Feld eines *elektrischen Quadrupolmomentes* zuschreibt. Über dieses Quadrupolmoment ist der N^{14}-Kern durch rein elektrische Kräfte mit den elektrischen Feldern des Molekelgerüstes

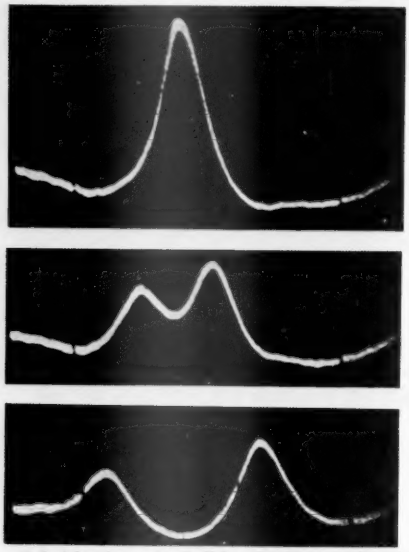


Fig. 8. Beispiel einer Starkeffektaufspaltung. Rotationslinie $J = 1 \rightarrow 2$ (24320 MHz) von OCS. Oben: $\mathfrak{E} = 0$, Mitte: $\mathfrak{E} = 750$ V/cm, unten: $\mathfrak{E} = 1070$ V/cm [nach T. W. DAKIN, W. E. GOOD und D. K. COLES, Phys. Rev. 70, 560 (1946)].

gekoppelt. Entsprechend den verschiedenen Einstellmöglichkeiten des Kernspins zum Molekelspin beim Inversionsübergang spalten die Schwingungsniveaus des

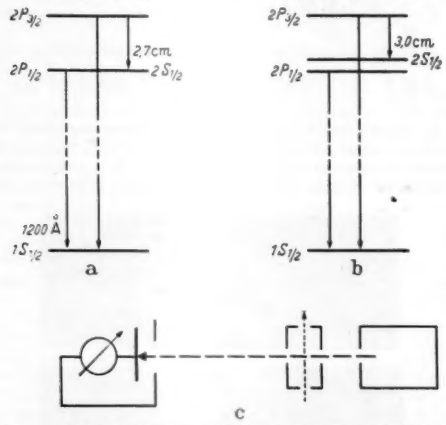


Fig. 9a—c. Zur Feinstrukturaufspaltung des Wasserstoffatoms im Zustand $n = 2$. a Theoretisch nach SOMMERFELD-DIRAC. b Experimentell nach LAMB-RETHERFORD. c Schema der Versuchsanordnung nach LAMB-RETHERFORD.

N-Kernes auf, und es entstehen die Satelliten. Diese Erklärung hat sich im Laufe der Zeit bewährt. Immer wenn in einer Molekel Atome mit Kernspins größer als $^1/_2$ vorhanden sind, tauchen solche Satelliten in den Mikrowellenspektren der betreffenden Molekeln auf. Das gilt nicht nur für Spektren vom Inversionstyp, sondern auch für die Mikrowellen-Rotationsspektren. Die Untersuchung der Satellitenstruktur der Linien ist inzwischen zu einem wichtigen Hilfsmittel zur Messung von Kernspins und Kernquadrupolmomenten geworden.

Die Ammoniakmolekel ist nicht die einzige, die ein Inversionsspektrum im Mikrowellengebiet besitzt. Aus Ultrarotspektren ist auch die Existenz von Inversionsspektren anderer Molekeln bekannt, z. B. vom PH_3 und AsH_3. Sie liegen im unteren Millimetergebiet und sind deshalb mit Mikrowellenspektrometern noch nicht genau ausgemessen. Dagegen sind die längsten *Rotationsübergänge* von vielen linearen Molekeln schon gut bekannt. Auch der ZEEMAN- und STARK-Effekt ist an den Inversionslinien des NH_3 und an verschiedenen Rotationslinien anderer Molekeln experimentell studiert worden. ZEEMAN- und STARK-Effekt dienen zur Identifizierung von Mikrowellenlinien, zur Messung des gyromagnetischen Verhältnisses von Molekeln und Kernen und zur Bestimmung von elektrischen Dipolmomenten von Gasen in Grund- und angeregten Zuständen. Fig. 8 demonstriert das hohe Auflösungsvermögen eines Mikrowellenspektrometers am Beispiel der STARK-Effektaufspaltung einer reinen Rotationslinie ($J = 1 \rightarrow 2$) von Kohlenoxysulfid.

In den Spektralbereich der Mikrowellen fallen nicht nur viele Rotations- und gewisse Schwingungslinien der Molekeln, sondern auch Linien, die durch *Übergänge zwischen den Fein- und Hyperfeinstrukturtermen* verschiedener Atome zustande kommen. Hierzu ein Beispiel. Beim Wasserstoff kommt das längstwellige LYMAN-Dublett durch Kombination der Terme $2P_{3/2}$ und $2P_{1/2}$ mit dem Grundterm $1S_{1/2}$ zustande (Fig. 9a). Der metastabile $2S_{1/2}$-Term fällt nach DIRAC mit dem $2P_{1/2}$-Term zusammen. Das Dublett hat eine Wellenlänge von etwa 1200 Å. Dem erlaubten Übergang $2P_{3/2} \rightarrow 2S_{1/2}$ (GROTRIAN 1928 [2]) entspricht eine Mikrowellenlinie von 2,74 cm Wellenlänge. Den Feinstrukturabstand optisch zu messen, erfordert ein Auflösungsvermögen von mindestens 10^5 und ist vor allem wegen der Dopplerverbreiterung der Linien $2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ und $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ sehr schwierig. Auf Veranlassung von H. KLUMB versuchten O. BETZ [3], E. SCHNEIDER [4] und TH. HAASE [5] in den Jahren 1932 bis 1935, unter anderen auch den Mikrowellenübergang $2P_{3/2} \rightarrow 2S_{1/2}$ durch Messung der Absorption gedämpfter elektrischer Wellen (Funkensender) in ionisiertem Wasserstoffgas nachzuweisen. Ihre Untersuchungen führten anscheinend zu einem positiven Ergebnis, doch durfte dieses wohl noch nicht als gesichert betrachtet werden. Anderthalb Jahrzehnte später gelang es den Amerikanern LAMB und RETHERFORD [6], mit Hilfe der inzwischen wesentlich verfeinerten Versuchstechnik den $2P_{3/2} \rightarrow 2S_{1/2}$-Übergang eindeutig festzustellen. Es soll hier nicht auf Einzelheiten eingegangen werden, sondern nur das Prinzip des LAMB-RETHERFORDschen Experimentes kurz skizziert werden. Es beruht im wesentlichen auf der Metastabilität des $2S_{1/2}$-Terms.

Molekularer Wasserstoff wird in einem Ofen thermisch dissoziiert (Fig. 9c). Der Wasserstoff verläßt den Ofen als Atomstrahl mit thermischer Geschwindigkeit. Er wird quer zur Strahlrichtung mit Elektronen bombardiert. Dabei wird ein Teil der Atome angeregt, und zwar in Quantenzustände, die durch Ausstrahlung in den Grundzustand übergehen, noch bevor das Atom den Auffänger erreicht hat. Ein sehr kleiner Bruchteil der Atome wird auch in den metastabilen $2S_{1/2}$-Zustand gehoben. Diese metastabilen Atome erreichen aber wegen ihrer längeren Lebensdauer den Auffänger und schlagen aus ihm Elektronen heraus. Durch diesen Elektronenstrom werden sie identifiziert, denn alle anderen Atome erreichen den Empfänger im Grundzustand und bewirken keine Elektronenemission. Werden die metastabilen Atome an irgendeiner Stelle auf ihrem Fluge zum Auffänger einem Mikrowellenfeld passender Wellenlänge ausgesetzt, so springen sie zum Teil in den nichtmetastabilen $2P_{3/2}$-Zustand und unmittelbar darauf in den Grundzustand zurück, noch bevor sie den Auffänger erreicht haben. Der von $2S_{1/2}$-Atomen am Auffänger hervorgerufene Elektronenstrom nimmt ab und zeigt an, daß bei der betreffenden Wellenlänge ein Übergang zwischen den Feinstrukturtermen stattgefunden hat.

Bei diesem mikrowellenspektroskopischen Experiment wird also nicht eine Absorption von Strahlung beobachtet, sondern der Effekt, den der Absorptionsakt am absorbierenden Medium verursacht (in diesem Falle die Vernichtung des metastabilen Zustandes). Noch ein weiterer Punkt ist zu beachten. Die Absorptionsfrequenz

ist nicht scharf, da ein Term des Dubletts ($2P_{3/2}$) wegen seiner geringen Lebensdauer keine scharfe Energie hat.

Das Ergebnis des LAMB-RETHERFORDschen Experimentes ist in Fig. 9b dargestellt. Innerhalb der Meßgenauigkeit beträgt der Abstand der Terme $2P_{3/2}$ und $2P_{1/2}$ in Übereinstimmung mit SOMMERFELD-DIRAC 11000 MHz ($\lambda = 2{,}74$ cm), aber der $2S_{1/2}$-Term koinzidiert nicht mit dem $2P_{1/2}$-Term, sondern liegt um rund 1000 MHz höher.

BETHE [7], OPPENHEIMER, SCHWINGER und WEISSKOPF gaben unmittelbar nach dem Erscheinen der LAMB-RETHERFORDschen Arbeit eine quantitative Erklärung für die Verschiebung des $2S_{1/2}$-Terms. Sie kommt durch die Wechselwirkung des Elektrons mit dem endlichen Nullpunktsstrahlungsfeld zustande. Die ausgezeichnete Übereinstimmung von Experiment und Theorie scheint zu belegen, daß wir in dem Ausfall des LAMB-RETHERFORDschen Experimentes den ersten experimentellen Nachweis für die Existenz der Strahlungsnullpunktsenergie zu erblicken haben.

Literatur.

[1] Vgl. den Bericht von W. GORDY: Microwave Spectroscopy. Rev. Mod. Phys. **20**, 668 (1948). — [2] GROTRIAN, W.: Graphische Darstellung der Spektren von Atomen. Berlin 1928. — [3] BETZ, O.: Ann. Physik (5) **15**, 321 (1932). — [4] SCHNEIDER, E.: Diss. Freiburg 1933. — [5] HAASE, TH.: Ann. Physik (5) **23**, 657 (1935). — [6] LAMB, W. E. jr., and R. C. RETHERFORD: Physic. Rev. **72**, 241 (1947). — [7] BETHE, H. A.: Physic. Rev. **72**, 339 (1947).

Physikalisches Institut der Universität Frankfurt a. M.

Eingegangen am 25. November 1950.

Der Stand der Zyklomorphoseforschung.

Von ULRICH LIEDER, Berlin.

Vor nunmehr 50 Jahren unternahm C. WESENBERG-LUND den ersten Versuch, die durch Mitteilungen von G. O. SARS, APSTEIN, BURCKHARDT, ZACHARIAS und LILLJEBORG bereits gegen Ende des vorigen Jahrhunderts bekanntgewordene Erscheinung der Planktonzyklomorphosen zu erklären. Die seitdem erschienene recht umfangreiche Spezialliteratur legt Zeugnis über die Bemühungen zahlreicher in- und ausländischer Hydrobiologen um die Lösung dieses hochinteressanten Problems ab, und nicht selten sind — man denke an die Arbeiten R. WOLTERECKS — bei der Behandlung des Problemkomplexes Kernfragen der biologischen Wissenschaft angeschnitten worden. Anläßlich des eingangs erwähnten Jubiläums der bekannten „Schwebetheorie" des um die limnologische Forschung hochverdienten dänischen Biologen mag eine Rückschau auf die wichtigsten Ergebnisse dieses halben Jahrhunderts Zyklomorphoseforschung und eine Darstellung ihres gegenwärtigen Standes und Stellungnahme im herrschenden Meinungsstreit angebracht erscheinen.

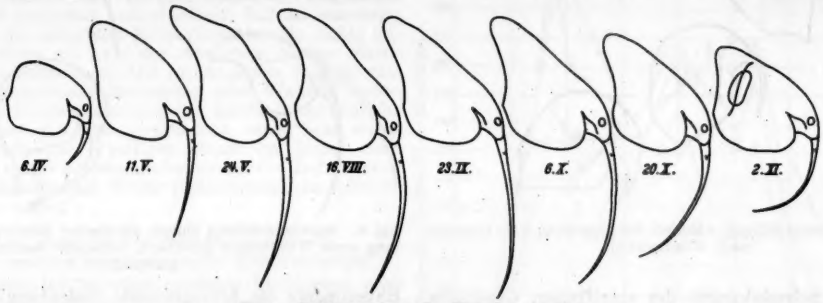


Fig. 1. Zyklomorphose der Bosmina thersites.

1. *Die Erscheinungen des temporalen Formwechsels.*

Unter dem temporalen Formwechsel des Süßwasserplanktons (Zyklomorphose, LAUTERBORN 1903) versteht man bekanntlich die Erscheinung, daß gleich alte, verschiedenen Generationen angehörende Exemplare bestimmter Organismenarten oder -rassen in einem und demselben Biotop zu verschiedener Zeit ein unterschiedliches Aussehen besitzen. Gestaltsänderungen dieser Art sind von den verschiedensten Gruppen des tierischen und pflanzlichen Systems bekanntgeworden. Am ausgeprägtesten und augenfälligsten finden wir den Formwechsel bei den Cladoceren (den „Wasserflöhen" im weiteren Sinne), insbesondere bei den Gattungen Daphnia und Bosmina, während bei den Planktoncopepoden (Ruderfußkrebsen) nur sehr schwache Anklänge an diese Erscheinung festgestellt werden konnten (COKER 1933 u. a.). Außerdem sind manche Rädertiere (Keratella, Filina, Asplanchna, Notholca u. a.) und sogar pflanzliche Planktonorganismen (Ceratium) mehr oder weniger zyklomorph.

Die maximale Formänderung tritt bei den Cladoceren in den Gewässern unserer Breiten meist in den Frühjahrs- und Sommermonaten in Erscheinung. In kurzer Zeit, oft innerhalb weniger Wochen, verändert sich der Habitus der Völker derartig, daß ohne genaue Kenntnis des Variationsverlaufes und der kontinuierlichen Formübergänge innerhalb der Zyklomorphoseketten größte Schwierigkeiten in der taxonomischen Beurteilung ihrer einzelnen Glieder auftreten können und auch — besonders in den Anfängen der Planktonforschung — vielfach aufgetreten sind. So folgen z. B. den plumpen, niedrigrundköpfigen Winterdaphnien Sommergenerationen mit einem erhöhten, zum Teil weit ausgedehnten, helmartigen Kopfkiel, verlängertem Schalenstachel und gestreckten Körperformen (Fig. 2). Bei den noch stärker zyklomorphen Bosminen betreffen die zeitlichen Veränderungen allgemein die Länge der Antennulae sowie ferner je nach der Rassenzugehörigkeit entweder die Ausbildung der Schalenendstachel (Mucronen) oder aber die Entwicklung eines „Buckels" aus dorsocaudalen Schalenpartien (Fig. 1). Die variablen Planktonrädertiere zeigen ähnliche Gestaltsveränderungen im Körperbau und in der Form und Größe ihrer Anhänge und Fortsätze. Bei der Peridinee (Panzergeißelalge) Ceratium hirundinella schließlich ist die Zahl und Ausbildung der „Hörner" in hohem Maße veränderlich.

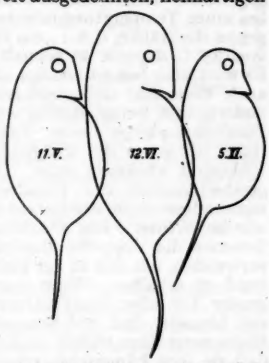


Fig. 2. Zyklomorphose der Daphnia longispina-gracilis.

2. *Die Deutung der Zyklomorphosen im Sinne der „Schwebetheorie".*

Alle diese Beobachtungen veranlaßten nun WESENBERG-LUND [47], die Planktonvariabilität als eine biologische Ausgleichsreaktion im Sinne einer Kompensierung des Temperatureinflusses auf die Schwebefähigkeit der planktischen Organismen zu deuten. Es wurde die Vermutung ausgesprochen, die Formänderungen seien

nichts anderes als eine Anpassung der Plankter an die durch die sommerliche Temperaturerhöhung bedingte Verringerung des spezifischen Gewichtes des Wassers (WESENBERG-LUND) und seine gleichsinnig veränderte Viskosität (OSTWALD [28]). W. OSTWALD kleidete seine Erweiterung der Hypothese WESENBERG-LUNDs in die bekannte „Schwebeformel"

$$\text{Sinkgeschwindigkeit} = \frac{\text{Übergewicht}}{\text{Formwiderstand} \times \text{Viskosität}}.$$

Damit das „Sinken" der Organismen zum „Schweben" (aufgefaßt als Sinkvorgang von minimaler Sinkgeschwindigkeit) wird, muß die rechte Seite der Formel möglichst klein (im Idealfall = 0) sein und — falls eine Konstanz dieser räumlichen Orientierungsweise gewährleistet bleiben soll — auch ständig den gleichen minimalen Wert behalten. Dies ist jedoch nicht der Fall. Während das im Zähler der Formel stehende „Übergewicht" aller Wahrscheinlichkeit nach als praktisch gleichbleibend angesehen werden kann (allerdings hat LUNTZ [27] bei einigen

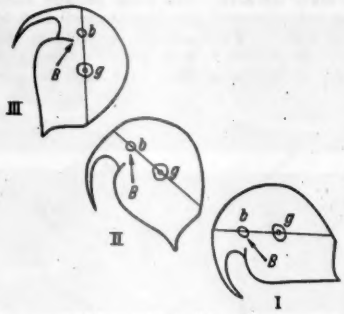


Fig. 3. Achsenverschiebung während der Bewegung von Bosmina (nach WOLTERECK).

Rädertieren Schwankungen des spezifischen Gewichtes feststellen können), ist das im Nenner stehende Produkt, das den Widerstand des Wassers dem absinkenden Plankter gegenüber darstellt, nicht konstant. Die Viskosität des Wassers, seine Zähigkeit, d.h., „der Reibungswiderstand, den es einem in ihm bewegten Körper entgegensetzt" (RUTTNER [33]) verringert sich, wie man weiß, bei einer Temperaturerhöhung von 0 auf 25° C um fast genau die Hälfte, d.h.: „ein Körper sinkt also im Wasser von 25° C doppelt so schnell wie im Wasser von 0° C. Es muß aber betont werden, daß sowohl Temperatur wie auch Viskosität sich gleichzeitig und im gleichen Sinne ändern, und ferner, daß in wärmerem Wasser durch das Zusammenwirken beider Faktoren der Körper rascher sinkt, als wenn die Fallgeschwindigkeit allein von der Viskosität abhängig wäre. Daraus folgt, daß die Fallgeschwindigkeit der Planktonorganismen im Sommer notwendigerweise wenigstens doppelt so groß sein muß wie im Winter. Ein Planktonorganismus muß also im Sommer die doppelte Energie gegenüber dem Winter verwenden, um sich in der gleichen Wasserschicht schwebend zu erhalten. Wenn man nun sieht, daß ein sehr großer Teil aller Temporalvariationen unweigerlich darauf hinzielt, daß die Sommertiere ihre relative Oberfläche vergrößern, indem sie kleiner werden, oder dadurch, daß sie ihre Längsachse vergrößern oder Stacheln ausbilden usw., die ihren Querschnittswiderstand erhöhen, alles Bauverhältnisse, die dazu beitragen, die Fallgeschwindigkeit herabzusetzen, so ist es in hohem Grad wahrscheinlich, daß die Temporalvariationen als Anpassungen an die geänderten äußeren Bedingungen, die eine erhöhte Fallgeschwindigkeit mit sich bringen, aufzufassen sind. Wir sehen, wie sich die Temporal- und Lokalvariationen bei 14 bis 16° C entfalten, bei höchster Wassertemperatur ihre höchste Entwicklung erreichen, gerade wenn die Tragfähigkeit am geringsten ist, und wieder zurückgebildet werden, wenn die Temperatur im Herbst sinkt. Es kann keinen Zweifel darüber geben, daß ein großer Teil der Planktonorganismen des Süßwassers kraft ihrer geänderten Form im Sommer eine größere Schwebefähigkeit besitzt als im Winter" (WESENBERG-LUND).

3. *Die „Steuertheorie"* WOLTERECKs *und die „Vitalitätstheorie"* WAGLERs.

Diese durch ihre Einfachheit bestechenden Vorstellungen fanden zunächst fast allgemein Anklang und entwickelten sich rasch zu einem zentralen Theoriengebäude der klassischen Planktonkunde. Bald aber ergaben sich bei der Erklärung der Zyklomorphosen nach der Theorie WESENBERG-LUNDs und OSTWALDs zunächst in Einzelfällen, später allgemein unüberwindbare Schwierigkeiten, welche den vermuteten Kausalzusammenhang zwischen den temperaturbedingten Viskositätsänderungen und dem Formwechsel des Zooplanktons als unsicher erscheinen ließen. So mußten LAUTERBORN [67] und KRÄTSCHMAR [18] auf Grund ihrer Freilandbeobachtungen und

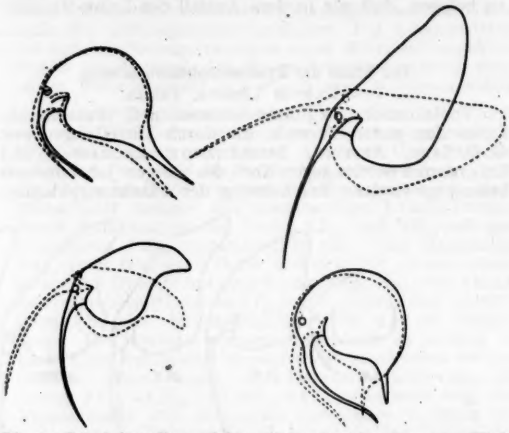


Fig. 4. Schwimmstellung einiger aberranter Bosminarassen (Stellung nach WOLTERECK punktiert, wirkliche Normalstellung ausgezogen).

Experimente die hervorragende Bedeutung dieses Faktors für die Rädertierzyklomorphose verneinen. Bei den Daphnien führte die Ausdehnung des limnologischen Untersuchungsgebietes über die mitteleuropäischen Regionen hinaus, insbesondere die Einbeziehung tropischen Untersuchungsmaterials sowie die eingehendere experimentelle Beschäftigung (vor allem WOLTERECK [52]) mit dem Phänomen zu schwerwiegenden Unstimmigkeiten mit den herrschenden Ansichten. Die Gattung Bosmina fügte sich, wie schon RÜHE [31] in seiner mustergültigen Monographie ausführte, überhaupt kaum der „Schwebetheorie". Schließlich erkannte man einige Cladocerenarten, die überhaupt nichts mit dem Plankton zu schaffen haben, sondern zeit ihres Lebens entweder zwischen untergetauchten Wasserpflanzen der Uferregion leben (Acroperus) oder als Bewohner des Oberflächenhäutchens der Lebensgemeinschaft des „Neustons"[1]) angehören (Scapholeberis), als bedeutend zyklomorph.

Daher sah R. WOLTERECK [53] die Eigenart der Formausbildung auch nicht in ursächlichem Zusammenhang mit einem „Schweben" der Planktonkrebse, sondern betrachtete diese vielmehr als aktive Schwimmer und suchte in seiner überaus geistreichen „Steuertheorie" eine Deutung ihrer Organisation und deren jahreszeitlichen Veränderungen unter diesem Gesichtspunkt zu geben. WOLTERECK faßte die Körperfortsätze der Daphnien und Bosminen als Richtungsorgane (Führungsflächen und Steuereinrichtungen) auf, die das „Niveauhalten" ihrer Besitzer in den sog. „Nährschichten" der epilimnischen Wassermasse ermöglichen sollen und schlug damit einen völlig neuen Weg ein, die Natur der variablen Körperfortsätze und die Zyklomorphoseerscheinung zu erklären. Die der „Steuertheorie" zugrunde liegenden Überlegungen seien am Beispiel einer Bosmine kurz dargestellt: Aus den Fortbewegungsimpulsen — den Ruderschlägen der in b unterstützten Antennen —, die den Bosminenkörper in Richtung B vorwärtsstoßen, und der

[1]) Mit dem Begriff Neuston (neustos = schwimmend) bezeichnet E. NAUMANN — im Gegensatz zum Plankton, der Organismenwelt des Freiwassers, — die Organismenformation des eigentlichen Oberflächenhäutchens, der Luft-Wasser-Grenzschicht.

gleichzeitigen und gleichsinnig achsendrehenden Wirkung der Schwerkraft (Schwerpunkt in g) würde der in Fig. 3 dargestellte Modus der Fortbewegung, d. h. ein ständiges Kreisschwimmen über den Rücken resultieren, wenn nicht diese kopfhebenden Wirkungen infolge der Funktion der Bosminenhörner (Antennulae) als gegen die Vortriebsrichtung gestellte, richtungbestimmende Steuerflächen durch den Wassergegendruck kompensiert würden. Neben diesem Ventralsteuer besitzen die Bosminen noch andere Fortsätze (Mucronen, Buckel), die WOLTERECK als „Führungs- und Steuerflächen" analysierte. Ihre Aufgabe soll es sein, Abweichungen des Körpers aus der Schwimmbahn dadurch zu erschweren, daß sie infolge ihrer Stellung parallel zur Fahrtrichtung als Gegensteuer fungieren und diese stabilisieren.

Analog diesem Beispiel versuchte WOLTERECK auch bei der Gattung Daphnia den Einfluß der Helme und anderen Körperfortsätze auf die Schwimmbahnen zu analysieren. Später [55], [56] verknüpfte derselbe Autor in einer weitausholenden Hypothese „die Formvarianten der pelagischen Cladoceren und die ökologische Relation von Ernährung und Zehrung mit dem Problem der vertikalen Verbreitung und Wanderung".

E. WAGLER hat 1936 [46] seine bereits früher ausgesprochenen Ansichten über die Cladocerenzyklomorphose auf Grund von Freilandbeobachtungen und einer sinnvollen Auswertung tiergeographischer Ergebnisse dahingehend verändert und erweitert, daß die *maximale* Ausbildung der variablen Körperfortsätze als nichts anderes anzusehen sei „als der Ausdruck besten Wohlbefindens zu bestimmter Zeit im einzelnen Wohngewässer ...". Maßgebende Bedeutung maß WAGLER insbesondere dem Temperaturfaktor bei, dessen jahreszeitliche Schwankungen aus dem spezifischen, meist sehr engen Optimalbereich der jeweiligen Rasse im Sinne einer Schädigung und *Vitalitätsminderung* auf die Tiere wirken und in entsprechender Weise phänotypisch in Erscheinung treten sollen.

4. Der Stand der Zyklomorphoseforschung nach den neuesten formanalytischen Untersuchungen.

Wenn auch infolge einer gewissen Ähnlichkeit aller Planktonzyklomorphosen die Vermutung naheliegt, es handele sich hierbei um prinzipiell die gleiche Erscheinung oder um wenigstens in ihrem Wesen ähnliche Vorgänge, so ist dies doch bisher noch unbewiesen. Genauere Aussagen sind heutzutage lediglich über den zeitlichen Formwechsel der Cladoceren möglich, der in letzter Zeit mehrfach Gegenstand eingehender formanalytisch-ökologischer Untersuchungen gewesen ist (KIANG [17], LIEDER [22]). Durch sie konnte eine Anzahl neuer, für die Lösung des Problems und die Stellungnahme im herrschenden Meinungsstreit bedeutsamer Aufschlüsse gewonnen werden:

a) Die zeitlichen Gestaltsveränderungen sind zwar die auffälligsten, keinesfalls aber die einzigen Erscheinungen dieser Art, denen die variablen Völker unterworfen sind. Die Temporalvariation (LAUTERBORN 1903, als allgemein gefaßter Oberbegriff) der Cladoceren stellt sich uns auf dem heutigen Stande der Forschung vielmehr als ein Komplex innigst zusammenhängender, synchron laufender Variationen dar, der im einzelnen folgende Erscheinungen umfaßt:

1. Über die Generationsfolge sich erstreckende Veränderungen der allgemeinen Körpergrößen.

2. Den temporalen Formwechsel (die eigentliche Zyklomorphose), d.h. die unterschiedliche Ausbildung variabler Organe, Körperpartien und Fortsätze zu verschiedenen Jahreszeiten, von der bisher die Rede war.

3. Schwankungen der Eizahlen in den Bruträumen der Parthenoweibchen[1]). Dagegen konnte die zyklische Fortpflanzung (Heterogonie) selbst noch nicht mit Sicherheit als zu diesem Variationskomplex zugehörig erkannt werden.

b) Ein weiteres sehr wichtiges Resultat der oben erwähnten Arbeiten ist der sichere Nachweis einer Beziehung zwischen den Vorgängen der Temporalvariation und dem Temperaturgang in den Wohnräumen der Plankter. Betrachten wir z.B. den in Kurvenform dargestellten Variationsverlauf der Bosmina thersites, des günstigsten Objektes, so läßt sich leicht folgendes erkennen (Fig. 5): Die „Entfaltung der Temporalvariation" (WESENBERG-LUND) geht im Frühjahr außerordentlich rasch vor sich. Alle Kurven steigen zu dieser Zeit steil an und sinken nach der Erreichung des ersten Variationsmaximums am 24. 5. 48 wieder etwas ab. Von nun an ist die *Gleichläufigkeit der Temperatur- und der Zyklomorphosekurven* offensichtlich. Jede Erhöhung der Wassertemperatur wird von den Tieren mit einer Vergrößerung der „Schwebefortsätze" beantwortet, jede Abkühlung bewirkt eine Reduktion dieser Organe. Lediglich Ende Juli läßt sich eine sehr bemerkenswerte Unstimmigkeit feststellen, denn Temperatur- und Variationsgipfel

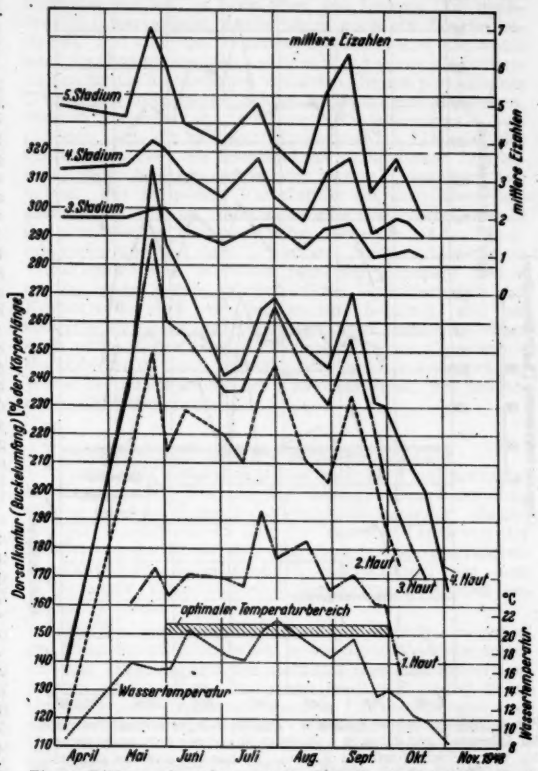


Fig. 5. Zyklomorphose der gesamten Dorsalkontur (Buckelumfang) bei Bosmina thersites als Funktion der Jahreszeit. (Kurven der Häutungsstadien 1 bis 4, alle Maße ausgedrückt in Prozenten der Körperlänge als Bezugsgröße.) Darüber sind, um den gleichsinnigen Verlauf zu zeigen, die Kurven der mittleren Eizahlen eingetragen. Die unterste Kurve gibt die Veränderung der Wassertemperatur der Wohnschicht mit der Jahreszeit an und läßt die Abhängigkeit der Zyklomorphose und der Eizahlen von der Wassertemperatur erkennen.

decken sich hier *nicht* vollständig. Ersteren finden wir am 31. 7., letzteren hingegen schon am 23. 7.; an Stelle der zu erwartenden Verlängerung der Antennulae und Buckel läßt sich also plötzlich eine starke Reduktion feststellen, der dann — bei sinkender Temperatur — ein erneuter Variationsanstieg folgt. Erst von Ende August ab verläuft die Zyklomorphose wieder „normal", und die verschieden hohen Wassertemperaturen markieren sich in gewohnter Weise aufs deutlichste in den Variationskurven durch entsprechende Gipfel und Täler.

Das Ausmaß der Veränderlichkeit ist bei den einzelnen Körperteilen zwar verschieden, die Variationsgesetzmäßigkeit aber ist überall die gleiche. Es ist also gleichgültig, ob ein variables Organ im Laufe der Zyklomorphose einen Längenzuwachs von über 175% aufweist (Buckelumfang) oder nur sehr geringe, kaum auffällige Veränderungen erleidet, wie es beim Antennenstiel der Fall ist, dessen maximaler Zuwachs lediglich etwa 4,5% beim I. und 7% beim IV. Stadium beträgt, denn stets

[1]) Das sind diejenigen Tiere, welche während der ungeschlechtlichen Fortpflanzungsperiode das betreffende Cladocerenvolk durch unbefruchtete sog. Subitaneier vermehren.

ist genau dieselbe Beziehung der Zyklomorphose zum Temperaturgang mit allen charakteristischen „Unstimmigkeiten" zu beobachten (Fig. 6).

c) Weitere Untersuchungen erforderte die Frage nach der Art und Weise, in der sich die Formveränderungen der Cladocerenvölker vollziehen. Auf Grund ihrer statistischen Ergebnisse gelangten KIANG und LIEDER für die von ihnen untersuchten Arten (Daphnia cucullata, D. longispina; Bosmina thersites, B. berolinensis) zu übereinstimmenden, sich auch mit den Mitteilungen anderer Autoren (z. B. WESENBERG-LUND) deckenden Vorstellungen. Danach erfolgen die Formänderungen der

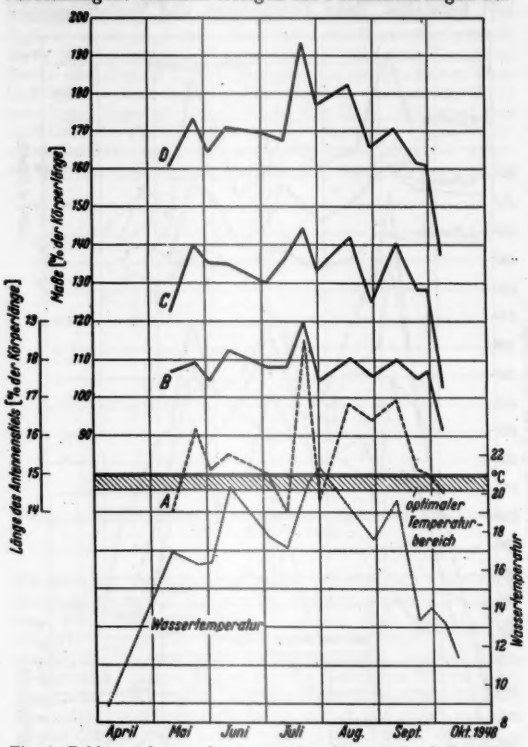


Fig. 6. Zyklomorphose mehrerer variabler Körperteile als Funktion der Jahreszeit und damit in Abhängigkeit von der Wassertemperatur der Wohnschicht (unterste Kurve). Es handelt sich um das erste Häutungsstadium bei Bosmina thersites, das den Umwelteinfluß besonders gut erkennen läßt. Die Kurven bedeuten die Variation: *A* des Antennenstieles, *B* der „Buckelprojektion" als Maß der rückwärtigen Wölbung der Schale, *C* des Antennenendteils, *D* des Buckelumfanges. Zu *A* gehört die linke Skala (13 bis 19 %), zu *B* bis *D* die rechte (90 bis 200 %).

Populationen derart, daß bereits die Jungtiere verschieden gestaltet den Bruträumen der Muttertiere entschlüpfen (Hauptmodus der Variabilität) und dann in einer den jeweiligen Milieubedingungen entsprechenden Weise heranwachsen.

Weiterhin untersuchte LIEDER ([*22*], zum Teil unveröffentlicht) bei mehreren Bosminenrassen die anatomischen Ursachen der unterschiedlichen Formgestaltung innerhalb der Zyklomorphoseketten. Es gelang, den Formwechsel auf (in der Hauptsache) unterschiedliche *Zellvergrößerung* innerhalb der variablen Schalenpartien und Körperfortsätze zurückzuführen.

5. Die Bedeutung dieser Ergebnisse für die Beweisführung der bestehenden Theorien.

a) Zur „Schwebetheorie". Die exakte formanalytische Untersuchung der Variationsvorgänge bestätigt also die auf einer hervorragenden Beobachtungsgabe beruhende Anschauung WESENBERG-LUNDS, nach der die Temperaturschwankungen der Planktonwohnschichten als auslösender und steuernder Faktor anzusehen seien. Dennoch wäre es völlig verfehlt, in ihnen etwa eine Stütze der „Schwebetheorie" zu erblicken. Sie decken vielmehr jede Unstimmigkeit zwischen dem geforderten und dem wirklichen Variationsverhalten auf und lassen gar keinen Zweifel mehr daran aufkommen, daß die Beziehungen zwischen dem Milieufaktor (der Temperatur) und der Temporalvariation ganz anderer Art sind, als es die Hypothese WESENBERG-LUNDS und OSTWALDS behauptet. Im einzelnen ergeben sich folgende, zum Teil schon früher von WOLTERECK und WAGLER erhobene Haupteinwände:

1. Temperatur- und Variationsmaxima treffen in der Regel nicht zusammen. Oft werden die sog. Schweborgane bereits reduziert, bevor die größte Wasserwärme und die geringste Viskosität des Mediums erreicht ist (vgl. Fig. 5 und 6). Bei manchen Rassen liegt das Formmaximum sogar in der kalten Jahreszeit.

2. Die Schwebetheoretiker operieren mit einer Temperaturamplitude von 25° C, innerhalb derer die Viskosität sich um die Hälfte verringert und der die Plankter unserer Seen angeblich ausgesetzt sein sollen. In Wirklichkeit sind die Temperaturschwankungen bedeutend geringer und betragen in den Wohnschichten der tiefen und flachen, oligotrophen und eutrophen Becken[1]) des subalpinen und baltischen Gebietes meist 6 bis 13° C während der Zeit der Planktonbesiedelung.

3. Temperaturschwankungen von 0,5 bis 1° lösen noch deutlich feststellbare Formveränderungen aus. Die ihnen entsprechenden Änderungen der Viskosität sind aber viel zu gering, als daß man ihnen irgendwelche biologische Wirksamkeit zusprechen könnte.

4. Neben den zur Beweisführung für die „Schwebetheorie" herangezogenen hochgradigen Formveränderungen (z. B. der in Fig. 5 dargestellten Dorsalkonturvariation) treten am Cladocerenkörper aber auch lediglich durch exakte Messungen feststellbare *Variationen geringsten Ausmaßes* in Erscheinung. Als Beispiel sei die Längenschwankung des Antennenstiels der Bosminen — gemessen von der Rostrumspitze bis zum „dreieckigen Schildchen" — angeführt, dessen maximaler Zuwachs bei B. c.-thersites in dem in Fig. 6 dargestellten Zeitabschnitt nur etwa 4,5 % beträgt. Solchen „Kleinvariationen", deren Variationsgesetzmäßigkeit völlig mit derjenigen der auffälligen Veränderungen übereinstimmt und die genau dieselben Beziehungen zum Temperaturgang erkennen lassen, kann aber keinerlei „Schwebewert" zugemessen werden; ihre Bedeutung wird durch die „Schwebetheorie" nicht enthüllt.

5. Die Zyklomorphose, der allein alle Aufmerksamkeit der Schwebetheoretiker galt, ist überhaupt keine Erscheinung für sich. Sie stellt vielmehr — wie ausgeführt — lediglich einen Teilvorgang einer viel umfassenderen Variabilität dar und muß daher auch stets in diesem Rahmen betrachtet werden. Einzelne aus diesem Zusammenhang gerissene und für sich betrachtete Vorgänge mögen sich allenfalls — wenn man wirklich glaubt, über alle anderen Unstimmigkeiten hinwegblicken zu können — der „Schwebetheorie" fügen, die Gesamterscheinung läßt sich jedoch auf keinen Fall durch sie erklären. So variieren (Fig. 5) „Schwebefortsätze" und Eizahl in gleichem Rhythmus. Durch Sinkversuche an Subitaneiern von Daphnien und Bosminen ließ sich ein erhebliches Übergewicht dieser kompakten Gebilde zeigen. „Wird das Wasser im Brutraum durch sie ersetzt, so muß eine Vergrößerung des spezifischen Gewichtes des ganzen Tieres und damit der Sinkgeschwindigkeit resultieren" (KIANG). Was durch die Formänderungen eventuell an Schwebefähigkeit gewonnen wird, geht durch die beträchtliche Vergrößerung des Übergewichtes wieder verloren.

b) Zur „Vitalitätstheorie". Die Ergebnisse der Variationsanalysen bestätigen dagegen in vollem Umfang die Ansicht WAGLERS, daß eine maximale Ausbildung der variablen Körperteile und Fortsätze nur unter optimalen Temperaturverhältnissen erfolgt. Temperatur- und Variationskurven (sowohl die der variablen Organlängen als auch die der allgemeinen Körpergröße und Eizahl) sind — wenn wir von dem ersten, durch die Existenz der besonders vitalen Ex-Ephippio-Generation (d. i. die erste aus den zu bestimmten Zeiten produzierten Dauer-

[1]) In der limnologischen Seetypenlehre gebräuchliche Bezeichnungen für Gewässer mit relativ geringer bzw. reicher organischer Produktion.

eiern geschlüpfte Generation) hervorgerufenen Variationsgipfel im Frühjahr absehen — solange völlig gleichläufig, als das spezifische Temperaturoptimum der betreffenden Rasse (im vorliegenden Fall am 23. 7.) nicht überschritten ist. Jeder Temperaturanstieg der Wohnschicht bis zum Optimum (in diesem wird die extremste, typischste Form ausgebildet) drückt sich als ein Variationsgipfel aus, jedes Absinken der Temperatur in unteroptimale Bereiche (12. 7.) bedeutet — ebenso wie jede überoptimale Erwärmung (30. 7.) — eine Verschiebung des Milieus nach der ungünstigeren Seite und wirkt sich im Sinne einer Vitalitätsminderung und Reduktion der „Schwebeorgane", der Körpergröße und der Zahl der in den Bruträumen abgelegten Eiern aus. Je nach den Temperaturansprüchen der betreffenden Rasse wird die Reduktion der variablen Merkmale früher oder später im Jahre eintreten. Mehrere kaltstenotherme Arten[1]) besitzen dementsprechend ihren Variationshöhepunkt in der kalten Jahreszeit und bilden sich schon im zeitigen Frühjahr zurück. Sogar Populationsteile, die in verschieden tiefen Becken eines gegliederten Sees stationiert sind, können je nach der Wassertiefe und der verschieden hohen Umgebungstemperatur ein unterschiedliches Variationsverhalten zeigen (LIEDER, unveröffentlicht).

c) Zur „Steuertheorie". Wenn auch durch die Bestätigung der Gedankengänge WAGLERs einiges Licht in die Vorgänge gebracht werden konnte und vor allem die Wirkungsweise der Umweltfaktoren — insbesondere die der Temperatur — als weitgehend geklärt gelten kann, so muß doch die Frage geprüft werden, inwieweit die „Steuertheorie" WOLTERECKs für eine Erklärung der *Existenz* variabler Organe (über diese kann die Vitalitätshypothese keinerlei Aussagen machen!) in Betracht kommt. Nach ihr ist „das Verhältnis zwischen den kopfhebenden Faktoren (Schlagrichtung, Schwerkraft, Rükken-Dorsalsteuer) einerseits zu der den Kopf herabdrückenden Kraft (Gegendruck des Wassers gegen das Ventralsteuer) so reguliert, daß eine geradlinige Bewegung dabei herauskommt". Länge und Stellung der „Hörner" sollten aus diesem Grunde bei den aberranten Rassen des dorsalen Variationstypus stets der Entwicklung des „Buckels" entsprechen, da andernfalls die sich aus der Verlagerung des Schwerpunktes nach der Rückenmitte zu ergebende Instabilität das komplizierte Unterwasserfahrzeug rücklings überkippen lassen würde. Gleichartig müßte auch jegliche Störung dieses sorgfältig einregulierten Steuersystems wirken.

Ist dies aber tatsächlich der Fall? WOLTERECK führte als experimentellen Beweis für die Steuerfunktion des Bosminahorns das Kreisschwimmen der Tiere nach einer Amputation dieser Fortsätze an. Mir selbst ist die operative Entfernung einer oder beider Antennen nie gelungen. Die Tiere erwiesen sich als viel zu empfindlich, als daß sie nach einem solchen Eingriff noch Schwimmbewegungen hätten ausführen können. Dennoch läßt sich die Frage überprüfen: In den Planktonfängen findet man nicht selten eine Anzahl Tiere, denen infolge von Störungen beim Häutungsvorgang eine oder beide Antennen mehr oder minder stark verkürzt, oft sogar völlig abhanden gekommen sind. Diese Exemplare besitzen dann an deren Stelle lediglich die minimalen, hinsichtlich einer Steuerfunktion sicher völlig unwirksamen Antennenstiele. Das Vorkommen solcher, nach der Vorstellung WOLTERECKs doch völlig schwimmuntüchtigen Exemplare, ist allerdings nach der „Steuertheorie" kaum erklärbar. Es wird aber durch eine Lebendbeobachtung sofort verständlich, denn die Schwimmbahnen defekter Bosminen unterscheiden sich in keiner Weise von derjenigen unbeschädigter Tiere. Selbst völlig antennenlose Exemplare des hochschaligen Typus zeigen keinerlei Instabilität, sondern ziehen (im Gegensatz zu WOLTERECKs Beobachtungen [53], S. 488) sicher und geradlinig ihre Bahn!

Auch mit den sog. Stabilisierungsorganen steht es nicht anders. Exemplare der B. c. berolinensis und B. c. longicornis, die nach Stoßverletzungen mit nachfolgender bakterieller Infektion und Gewebseinschmelzung ihrer Mucronen verlustig gegangen waren, schwammen genau so munter und sicher stabilisiert wie andere, diese „Führungsflächen" noch besitzende Tiere. Überhaupt können die von der „Steuertheorie" WOLTERECKs angenommenen Beziehungen zwischen den Schwimmbahnen planktischer Cladoceren und ihren speziellen Formeigentümlichkeiten (von dem geschilderten Verhalten defekter Tiere einmal ganz abgesehen) in keinem der von mir geprüften Fälle bestätigt werden (Fig. 4). Sie sind wohl in der Hauptsache in die Dinge „hineingesehen" worden und mehr das Ergebnis geistreicher Deduktionen als von Beobachtungen. Gewiß, solch ein „kompliziertes Unterwasserfahrzeug" muß harmonisch gebaut sein, auch soll die Existenz funktioneller Anpassungen an das Leben in der Freiwasserzone größerer Seen keineswegs ganz allgemein bestritten werden; es kann aber, wie LIEDER [22] nachdrücklich hervorhebt, heute kaum noch ein Zweifel bestehen, daß die von WESENBERG-LUND und OSTWALD als Schwebeanpassungen und von WOLTERECK als Steuereinrichtungen angesehenen variablen Organe planktischer Cladoceren keineswegs solche Anpassungen darstellen, sondern vielmehr als „neutrale" Rassenmerkmale aufzufassen sind, die mit dem Aufenthalt im Limnion (der Freiwassermasse) der Seen und der planktischen Lebensweise ihrer Besitzer nichts oder nur sehr wenig zu tun haben. Die temporale Variabilität (in dem oben dargestellten Sinne) ist Gemeingut *aller* Cladoceren, sowohl der planktischen und neustischen als auch der im Pflanzengewirr und auf dem Grund des Litorals hausenden. Vitalitätsbedingte Schwankungen der Eizahlen finden wir bei *allen* Arten, jahreszeitliche Veränderungen der Körpergröße sind von den *meisten* bekannt, und bei *mehreren* Familien und Gattungen tritt dann aus bisher noch völlig ungeklärten Ursachen zu diesen allgemeinen Veränderungen noch in mehr oder minder ausgeprägter Weise die Erscheinung der Zyklomorphose, des temporalen Gestaltwechsels.

Schluß und Ausblick.

Fassen wir zusammen: Die zeitliche Planktonvariabilität stellt sich uns auf dem heutigen Stand der Forschung als ein Komplex zusammenhängender, gleichläufiger Veränderungen dar, die in erster Linie von der Wassertemperatur (als dem den stärksten jahreszeitlichen Schwankungen unterliegenden Milieufaktor) auf dem Wege einer Vitalitätsbeeinflussung ausgelöst und gesteuert werden.

Das Bestehen eines Kausalzusammenhanges zwischen den Formeigentümlichkeiten sowie deren Veränderungen und der Tragfähigkeit des Mediums oder den Schwimmbahnen planktischer Cladoceren muß auf Grund übereinstimmender Ergebnisse neuester Untersuchungen verneint werden. Auf solchen Vorstellungen aufbauende Hypothesen (WESENBURG-LUNDs „Schwebetheorie" und die meisten Ansichten WOLTERECKs) kann heutzutage nur noch historische Bedeutung zugemessen werden.

In den ersten 50 Jahren konnten also manche Fragen des Problemkomplexes einer Klärung näher gebracht und andere neu gestellt werden. Die Kernfrage jedoch, nämlich die nach der tieferen biologischen Bedeutung der Zyklomorphose — denn einen Sinn hat diese einzigartige Erscheinung sicherlich — muß weiterhin unbeantwortet bleiben. Weitere Forschungen an anderen systematischen Gruppen werden vielleicht auch hierüber Aufklärung geben können. Insbesondere von einer unter größeren ökologisch-genetischen Gesichtspunkten an einem umfassenden Material vorgenommenen Prüfung der Frage, inwieweit diese Erscheinung mit dem Vorgang der Rassenbildung und der genotypischen Spezialisierung in geographisch-ökologischen Rassenkreisen zusammenhängt, dürfen meines Erachtens wichtige Aufschlüsse erwartet werden. Das Phänomen der temporalen Planktonvariabilität hat also bisher kaum den Charakter des Rätselhaften verloren und muß weiterhin Gegenstand intensiver Forschungsarbeit sein.

[1]) Als stenotherm werden in der Ökologie Organismen bezeichnet, die in bezug auf die Temperatur einen nur engen Gedeihbereich besitzen.

Literatur.

[1] AMMANN, H.: Diss. München 1912. — [2] AMMANN, H.: Arch. f. Hydrobiol. 8 (1913). — [3] APSTEIN, C.: Süßwasserplankton. Leipzig 1896. — [4] BEHNING, A.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 1912. — [5] BERG, K.: Studies on the Genus Daphnia. Copenhagen 1931. — [6] BERG, K.: Vid. Medd. Dansk nat. Forening 88 (1929). — [7] BOWKIEWICZ, J.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 22 (1929). —

[8] Brehm, V.: Limnologie. Berlin 1930. — [9] Burckhardt, G.: Rev. suisse Zool. 7 (1900). — [10] Burckhardt, G.: Festschr. f. Fr. Zschokke, Basel 1920. — [11] Findenegg, J.: Österr. Zool. Z. 1 (1948). — [12] Gruber, K.: Biol. Zbl. 33 (1913). — [13] Hartmann, O.: Arch. f. Hydrobiol. 10 (1915). — [14] Hartmann, O.: Arch. Entw.mechan. 42 (1916). — [15] Järnefelt, J.: Acta Soc. Fauna Flora Fenn. Helsingfors 1921. — [16] Kalmus, H.: Verh. d. J. V. L. 7, 1935. — [17] Kiang, H.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 41 (1942). — [18] Krätschmar, H.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 1908. [19] Krause, F.: Arch. f. Hydrobiol. 2 (1906). — [20] Langhans, K.: Verh. nat. med. Ver. Heidelberg, IV. F., S. 6. — [21] Lenz, F.: Biologie der Süßwasserseen. Berlin 1928. — [22] Lieder, U.: Arch. f. Hydrobiol. 44 (1950). — [23] Lieder, U.: Allg. Fischerei-Ztg 74 (1949). — [24] Lieder, U.: Abh. aus der Fischerei 3 1950. — [25] Lieder, U.: Mikrokosmos 39 (1950). — [26] Lilljeborg, W.: Cladocera Sueciae. Upsela 1900. — [27] Luntz, A.: Zool. Jb. 44, (1928). — [28] Ostwald, W.: Biol. Zbl. 22 (1902). — [29] Ostwald, W.: Ber. Stat. Plön 1903, — [30] Ostwald, W.: Arch. Entw.mechan. 18 (1904). — [31] Röhe, F. E.: Zoologica 1911. — [32] Röhe, F. E.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 6 (1913). — [33] Ruttner, F.: Limnologie. Berlin 1940. — [34] Rylov, W. M.: Binnengewässer, Bd. 15. Stuttgart 1935. — [35] Schubert, A.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 1927. — [36] Stingelin, Th.: Plöner Ber. 5 (1897). — [37] Steuer, A.: Planktonkunde. Leipzig 1910. — [38] Storch, O.: Biologie der Tiere Deutschlands, T. 15. 1925. — [39] Thallwitz, J.: Jber. der Annenschule Dresden 1910. — [40] Thienemann, A.: Arch. f. Hydrobiol. 9 (1913/14). — [41] Thienemann, A.: Naturwiss. Wschr., IV. F. 1911, 10. — [42] Wagler, E.: Crustacea (Brohmer: Tierwelt Mitteleuropas) 1936. — [43] Wagler, E.: Zool. Anz. 74 (1927). — [44] Wagler, E.: Verh. zool. bot. Ges. Wien 28 (1923). — [45] Wagler, E.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 1923. — [46] Wagler, E.: Arch. f. Hydrobiol. 1936. — [47] Wesenberg-Lund, C.: Biol. Zbl. 20 (1900). — [48] Wesenberg-Lund, C.: Plankton investigations. Kopenhagen 1908. — [49] Wesenberg-Lund, C.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. (Suppl.) 1910. — [50] Wesenberg-Lund, C.: Kgl. danske Vid. Selsk. Skr. 1926. — [51] Wesenberg-Lund, C.: Biologie der Süßwassertiere. Wien 1939. — [52] Woltereck, R.: Verh. dtsch. zool. Ges. 1904. — [53] Woltereck, R.: Zoologica 67 (1913). — [54] Woltereck, R.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 10 (1921). — [55] Woltereck, R.: Biol. Zbl. 48 (1928). — [56] Woltereck, R.: Zool. Jb. 1929. — [57] Woltereck, R.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 19 (1928). — [58] Woltereck, R.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 24 (1930). — [59] Woltereck, R.: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 25 (1931). — [60] Woltereck, R.: Z. Abstammgslehre 67 (1934). — [61] Woltereck, R.: Vererbung und Erbänderung. In: Das Lebensproblem. 1930. — [62] Woltereck, R.: Ontologie des Lebendigen. Stuttgart 1940. — [63] Zacharias, O.: Plöner Ber. 1 (1893); 2 (1894). — [64] Zacharias, O.: Plöner Ber. 5 (1897). — [65] Coker: Internat. Rev. d. Hydrobiol. 29 (1933). — [66] Jakobs, W.: Erg. Biol. 11 (1935). — [67] Lauterborn, R.: Verh. Nat.-Med. Ver. Heidelberg 1900.

Deutsche Forschungsanstalt für Fischerei, Berlin-Friedrichshagen.

Eingegangen am 19. Oktober 1950.

Die Zellgröße als der entscheidende Faktor für die Entstehung der verschiedenen Sortengruppen beim Kulturlein (Linum usitatissimum L.).

Von F. Schwanitz, Niedermarsberg i. Westf.

In einer früheren Mitteilung (Schwanitz 1950a) konnte gezeigt werden, daß der Übergang von der Wildpflanze zur Kulturform in erster Linie durch die Vergrößerung des Zellvolumens bestimmt wird und daß somit die Nutzpflanzen im Vergleich zu den Wildformen,

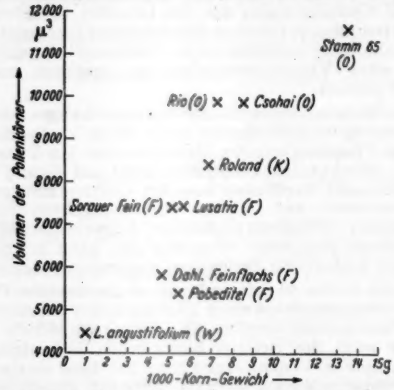


Fig. 1. Volumen der Pollenkörner von Linum angustifolium (*W*) sowie von verschiedenen Faser- (*F*), Öl- (*O*) und Kreuzungsformen (*K*) von Linum usitatissimum, in Beziehung gesetzt zu dem 1000-Korngewicht.

aus denen sie hervorgegangen sind, als Gigasformen betrachtet werden müssen. Diese Zellvergrößerung kann sowohl durch Polyploidie wie auch auf genischer Basis erfolgen. Auch die Kulturpflanzen sind nun jedoch keineswegs völlig in sich ausgeglichene Einheiten, sie setzen sich vielmehr aus einer Fülle verschiedenartigster Formen zusammen, die morphologisch wie physiologisch erheblich voneinander abweichen können. Es erhebt sich daher die Frage, wieweit auch diese Differenzierung innerhalb der Art auf Unterschiede in der Zellgröße zurückzuführen ist.

Als erstes Objekt für die Analyse dieses Problems wurde der Kulturlein (Gesamtart: Linum usitatissimum L.) gewählt. Der Lein ist eine unserer ältesten Nutzpflanzen. Er leitet sich vermutlich von der Wildart Linum angustifolium Huds. ab, von der er nur genisch verschieden ist, und zerfällt in eine Anzahl von Unterarten und Varietäten, die in ihrem Habitus und in ihren Leistungen beträchtlich voneinander abweichen. Die primitiven Kulturformen, die Springleine (L. crepitans Boenningh.) besitzen Früchte, die bei der Reife aufspringen. Die typischen Zuchtsorten des Leins sind dagegen stets Schließleine mit Kapseln, die auch bei völliger Reife entweder ganz fest geschlossen bleiben oder deren Kapseln nur so schwach aufreißen, daß die Samen nicht ausfallen (L. typicum Schilling). Innerhalb der Kulturleine lassen sich nun zwei Hauptgruppen von Sorten unterscheiden, die Untergruppen microspermae und macrospermae. Zu der Untergruppe microspermae gehören alle Faserleine. Diese Sorten zeichnen sich durch hohen Wuchs, schwache und hochansetzende Verzweigung in Blüten und Fruchtstand, kleine schmale Blätter, kleine Blüten und Kapseln aus. Die Größe der Samen ist bei diesen Formen ebenfalls gering (1000-Korn-Gewicht 3,4 bis 5,3 g), die Zahl der Samen je Kapsel dagegen relativ hoch. In diese Gruppe gehören neben den Faserleinen auch einige primitive Leinformen aus den Hochgebirgen Asiens mit einem Wuchs- und Verzweigungstyp, der dem der Ölleine entspricht. Diese Formen werden ungeachtet ihrer kleinen Samen in ihrem Heimatgebiet als Ölpflanzen genutzt. Die Sorten der Untergruppen macrospermae, die sämtlich zu den Ölleinen gehören, sind in der Regel niedriger, sie besitzen große breite Blätter, große Blüten, Früchte und Samen (1000-Korn-Gewicht 5,4 bis 14,0 g), aber im allgemeinen auch eine geringere Samenzahl je Kapsel. Die Kreuzungsleine (Untergruppe mesospermae) endlich, Zwischentypen, die aus der Kreuzung von Öl- und Faserleinen hervorgegangen sind, nehmen in diesen Merkmalen eine Zwischenstellung ein. Die unterschiedliche Ausprägung der Merkmale der verschiedenen Sortengruppen des Kulturleins drängt den Schluß auf, daß die großsamigen Leine im Vergleich zu den kleinsamigen Typen als Gigasformen anzusprechen sind.

Wie oben erwähnt wurde, wird der Gigascharakter einer Pflanze durch die Größe der Zellen bestimmt. Um festzustellen, ob sich die Sorten der Gruppen macrospermae und microspermae in ihrer Zellgröße wesentlich unterscheiden, wurde an einer größeren Zahl von Faser-, Öl- und Kombinationsleinen die Zellgröße durch Messung der Pollenkörner bestimmt. Die reifen Pollenkörner sind streng genommen zwar keine Zellen, sondern zweikernige Gebilde; man wird sie praktisch aber einer Zelle gleichsetzen dürfen, da ihre Größenunterschiede den Unterschieden der Körperzellen entsprechen; sie besitzen zudem gegenüber den Somazellen den Vorzug einer größeren Ausgeglichenheit in Form und Größe. Der Gigascharakter kann sich bei Kulturlein nur auf genischer Basis herausgebildet haben, da alle Kulturleine ebenso wie die

Wildart Linum angustifolium die gleiche Chromosomenzahl ($2n = 30$) besitzen.

Die vorgenommenen Untersuchungen ergaben nun ganz eindeutige Unterschiede in der Zellgröße zwischen den einzelnen Leinsorten (Fig. 1). Die kleinsten Zellen weist die Wildart L. angustifolium auf. Die normalen Faserleine (Dahlemer Feinflachs, Pobeditel, Sorauer Feinflachs, Lusatia) besitzen bereits beträchtlich größere Zellen. Die typischen Ölleine haben wiederum sehr viel größere Zellen als die Faserleine, während die aus Kreuzung zwischen Öl- und Faserleinen hervorgegangenen Kreuzungsleine, die günstige Eigenschaften beider Ausgangsformen, nämlich großen Wuchs und gute Faserleistung und hohes 1000-Korn-Gewicht sowie großen Samenertrag in sich vereinigen, auch in der Zellgröße zwischen Öl- und Faserleinen liegen. Die Figur zeigt ferner deutlich die positive Korrelation, die bei den Leinformen zwischen Zellgröße und Samengröße besteht.

Dieser Befund zeigt, daß bei Kulturpflanzen auch Unterschiede zwischen den Formen und Varietäten innerhalb einer Art durch Verschiedenheit in der Zellgröße bedingt sein können. Es wird die Aufgabe weiterer Untersuchungen sein müssen, festzustellen, ob und in welchem Umfange bei anderen Kulturpflanzen die Bildung von Sorten und Varietäten mit verschiedenartiger Leistung von der Zellgröße zumindest in wesentlichem Umfange mitbestimmt wird. Die Analyse dieser Verhältnisse im einzelnen kann dann letzten Endes zu einer Klarlegung wesentlicher Grundlagen der Leistungsfähigkeit der Pflanzen führen. Andererseits wird sie uns vielleicht einmal gestatten, wirtschaftlich wichtige quantitative Eigenschaften der Pflanze, wie etwa die Früh- und Spätreife, die Pflanzen- und Organgröße, den Ertrag und viele andere Merkmale mehr mit Hilfe entwicklungsphysiologischer Methoden wenigstens teilweise auf eine einzige Größe, das Volumen der Zelle zurückzuführen und somit die Genetik solcher Merkmale verständlicher zu machen.

Literatur.

SCHILLING, E.: Technologie der Textilfasern, Bd. V/1, S. 49 bis 212. — Handbuch der Pflanzenzüchtung, Bd. IV, S. 341—402. 1943. — SCHWANITZ, F.: Planta (Berl.) **36**, 389 (1949a). — Züchter **19**, 231 (1949b), 344 (1949c). — Naturwiss. **37**, 115 (1950a). — Züchter **20**, 53 (1950b), 76 (1950c), 131 (1950d), 208 (1950e), H. 11/12 (1950f); **21**, H. 3/4 (1951).

Max-Planck-Institut für Bastfaserforschung, Niedermarsberg i. Westf.

Eingegangen am 8. September 1950.

Kurze Originalmitteilungen.

Die Identifizierung adsorbierter Substanzen mittels ihrer Reflexionsspektra.

Manche Fragen der Serologie, der Biochemie und der organischen Chemie lassen es wünschenswert erscheinen, an festen Körpern adsorbierte Substanzen, z. B. bei der chromatographischen Analyse, an diesen zu identifizieren, ohne sie vorher eluieren zu müssen. Bei farbigen oder fluoreszierenden Verbindungen ist dies in vielen Fällen vergleichsweise einfach.

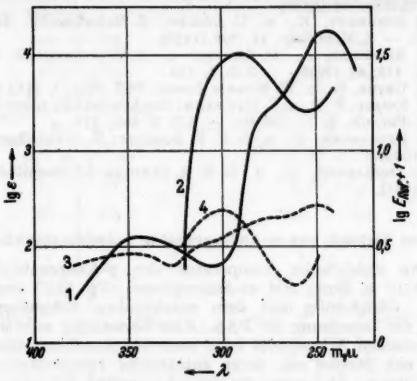


Fig. 1.
1 Benzophenon in Hexan lg ε-Kurve[3]) } linker
2 Harnsäure in Natronlauge lg ε-Kurve[3]) } Maßstab.
3 Benzophenon an Stärke lg $E_{Refl.}$-Kurve } rechter
4 Harnsäure an Kieselsäureanhydrid lg $E_{Refl.}$-Kurve } Maßstab.

Bei farblosen, d.h. solchen, deren „Farbe" im Ultraviolett liegt, ist es, wie wir an einer Reihe von Substanzen untersucht haben, möglich durch Messung der Reflexionsspektra ihrer Adsorbate an Pulvern. Voraussetzung für solche Messungen ist, daß die zu untersuchenden Substanzen sich hinreichend rein aus ihren Lösungen oder Lösungsgemischen selektiv adsorbieren lassen und daß das Adsorbens nicht im gleichen Gebiet wie die zu bestimmende Substanz selbst selektiv absorbiert. Schließlich ist noch nötig — dies eine Vorbedingung jeder spektralanalytischen Bestimmung —, daß die fraglichen Substanzen charakteristische Extinktionskurven haben.

Wie die abgebildeten Beispiele zeigen (Fig. 1), sind die „Reflexionskurven", richtiger die in Reflexion gemessenen Absorptionskurven $\lg E = f(\lambda)$ der adsorbierten Substanzen den Extinktionskurven $\lg \varepsilon = f'(\lambda)$ der gelösten Substanzen ähnlich. Die Bandenmaxima der Reflexionskurven sind gegenüber denen der Extinktionskurven durchwegs nach Rot verschoben und flacher. (Eine solche Verflachung der Kurven wurde auch von KORTÜM[1]) bei der Untersuchung der Reflexionsspektra pulverisierter fester Körper gefunden.) Indessen ist die Ähnlichkeit des Kurventyps so weit gewahrt, daß sie zur Identifizierung dienen können. Zu einem Vergleich der Absorption von Lösung und Adsorbat kann man zweckmäßig neben der lg ε-Kurve der Lösung für das Reflexionsspektrum

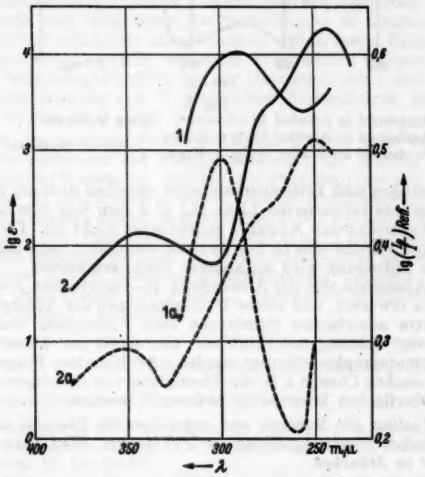


Fig. 2.
1 Harnsäure in Natronlauge lg ε-Kurve } linker Maßstab.
2 Benzophenon in Hexan lg ε-Kurve }
1a Harnsäure an Kieselsäureanhydrid lg I_0/I-Kurve } rechter
2a Benzophenon an Stärke lg I_0/I-Kurve } Maßstab.

$E = \lg (I_0/I)_{Refl.}$ in passend gewähltem Maßstab auftragen (Fig. 2). Man kann aber auch, wie Fig. 3 zeigt, ein der zu erwartenden Reflexionskurve formähnliches Bild erhalten, wenn man die Extinktionskurve nochmals logarithmiert aufträgt.

Bei unseren Messungen ergab sich ferner, solange man unterhalb der Sättigung des Adsorbens bleibt, eine annähernd lineare Abhängigkeit der in Reflexion gemessenen Größe $(I_0/I)_{Refl.}$ des Adsorbats von der Konzentration des Stoffs in der Lösung. Das bedeutet: man kann sich eine Eichkurve herstellen mit Lösungen bekannter Konzentration, nach der man durch Messung der Intensität der Reflexion am Adsorbat bei einer passend gewählten Wellenlänge die Konzentration des adsorbierten Stoffs in der mit dem Adsorbens behandelten Lösung ermitteln kann. Voraussetzung dafür ist, daß das Adsorbens jeweils von gleichbleibender Beschaffenheit und das Verhältnis von Lösungsmenge zur Menge des Adsorbens konstant ist. Will man die Untersuchung der Reflexionsspektra adsorbierter Substanzen für die Chromatographie nutzbar machen, so muß man mit Röhrchen arbeiten, die ein Freilegen der Oberfläche erlauben, also entweder der Länge

nach halbiert oder von rechteckigem Querschnitt mit abnehmbarer Seitenplatte sind. Für die vielleicht am häufigsten anzuwendende Untersuchung, nämlich das Aufsuchen der Lage der einzelnen „farblosen" Zonen, genügen auch gewöhnliche Röhrchen aus Quarz oder Uviolglas. Man braucht zu diesem Zweck nur die Säule der Länge nach mit einem schmal ausgeblendeten Strahlenbündel ultravioletten Lichts, an das keine besonderen Forderungen zu stellen sind, abzutasten. Jede Zone, die im Ultraviolett absorbiert, ergibt ein Minimum der Reflexion bzw. des gemessenen Photostroms.

Unsere Meßanordnung besteht aus einer mit Gleichstrom betriebenen Quecksilberhöchstdrucklampe HBO 500[5]), deren Licht über einen Spiegel auf die zu untersuchende Probe gerichtet wird. Das reflektierte Licht geht durch einen Quarzmonochromator von Leitz auf eine Photozelle, der Photostrom wird mit einem Gleichstromverstärker gemessen. Die

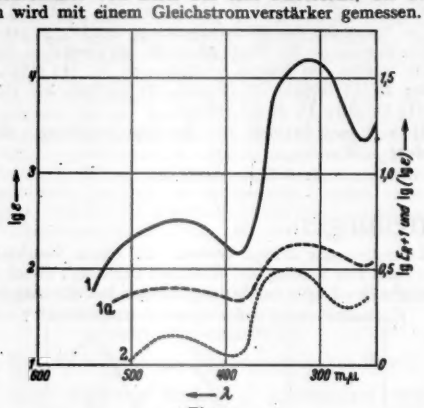


Fig. 3.

1 Azobenzol in Alkohol lg ε-Kurve[4]) linker Maßstab.
1a Azobenzol in Alkohol lg(lg ε)-Kurve } rechter Maßstab.
2 Azobenzol an Stärke lg E_{Rest}-Kurve }

Messungen sind Differenzmessungen zwischen dem am reinen Adsorbens reflektierten Licht (I_0) und dem von dem an der Luft getrockneten Adsorbat reflektierten Licht (I). Die Messungen wurden von G. Schwuttke ausgeführt, eine ausführliche Mitteilung wird an anderer Stelle erscheinen.

Abgesehen von der Anwendung zu analytischen Zwecken ist zu erwarten, daß solche Untersuchungen der Absorptionsspektra adsorbierter Substanzen auch Aufschlüsse über die Art der Bindung ans Adsorbens und somit zur Theorie der Chromatographie erlauben werden. Auch andere Fragen der organischen Chemie z. B. die Einstellung von Gleichgewichten an Oberflächen könnten so untersucht werden.

Institut für Serologie und experimentelle Therapie an der Deutschen Forschungsanstalt für Psychiatrie, Max-Planck-Institut in München.

Franziska Pruckner (Serologisches Institut), M. von der Schulenburg und G. Schwuttke.

Eingegangen am 14. November 1950.

[1]) Kortüm, G.: Z. Naturforschg. 2a, 652 (1949).
[2]) Fromherz, H., u. Hartmann: Ber. dtsch. chem. Ges. 69, 2436 (1936).
[3]) Scheibe, G.: Ber. dtsch. chem. Ges. 59, 2620 (1926).
[4]) Winkel, A., u. H. Siebert: Ber. dtsch. chem. Ges. 74, 675 (1941).
[5]) Zweckmäßiger wäre die noch nicht wieder erhältliche Xenon-Hochdrucklampe HBO 321 zu verwenden.

Kristallstruktur von $CuMg_2$.

In Fortführung der Arbeiten über die Klasse von Strukturen, die dem $CuAl_2$[1]) verwandt sind, und zu denen die Phasen $MnSn_2$[2]), $CoGe_2$[3]), $PtSn_4$[4]) usw. gehören, gelang die Bestimmung der Kristallstruktur des $CuMg_2$. Die Struktur dieser Phase war bereits zweimal Gegenstand der Untersuchung gewesen[5]),[6]), wobei sich — mit widersprechenden Ergebnissen — lediglich die Translationsgruppe aufklären ließ. Die Translationsgruppe von A. Westgren und Mitarbeitern konnte nunmehr bestätigt werden. Die von uns erhaltene Struktur lautet:

C_{2v}^{19a}—F 2 dd, 16 Cu in 16 (b) $x = 1/4$, $y = 1/4$, $z \approx 1/8$;
16 Mg_I in 16 (b) $x = 1/2$, $y = 0$, $z \approx 1/12$;
16 M_{II} in 16 (b) $x = 1/2$, $y \approx 1/3$, $z = 0$.

Diese Struktur, die, soviel wir sehen, zu einem neuen Typ gehört, hat wie das $MnSn_2$ eine hexagonale Pseudozelle. Auch hier lassen sich die beim C 16-Typ festgestellten 6-Ringe wiederfinden, und das Cu-Atom ist ebenfalls 8-koordiniert. Die genauere Betrachtung zeigt, daß eine enge Verwandtschaft zum $CuAl_2$ (C 16)-Typ besteht. Das $CuMg_2$ ist jedoch hinsichtlich seines Valenzelektronenaufbaus sehr verschieden vom $CuAl_2$, da es je Verbindungseinheit zwei Elektronen weniger besitzt. Man wird es als Verbindungsglied ansehen dürfen zwischen dem $CuAl_2$ und isotypen, aber elektronisch scheinbar verschiedenen Verbindungen wie $AuNa_2$, Fe_2B usw., bei denen man möglicherweise annehmen muß, daß das schwere Atom wesentlich mehr Elektronen ins Valenzband abgibt als im Elementzustand oder in Verbindung mit gleichschweren Partnern. — Außer dem $CuMg_2$ besteht im System Cu-Mg bekanntlich noch die Phase Cu_2Mg (C 15), die nach P. P. Ewald und C. Hermann[7]) in enger Beziehung zur Cu (A 1)-Struktur steht. Die Kristallchemie dieses Typs[8]), der zu den sog. Laves-Phasen gehört, wurde vom geometrischen Standpunkt eingehend von U. Dehlinger und G. E. R. Schulze diskutiert[9]),[10]). Vom Standpunkt des Bandmodells ist zu bemerken, daß bei diesem Typ die Fourier-Koeffizienten (222) und (311) groß sind; hieraus folgen gewisse Regeln für die Valenzelektronenkonzentration, die auch für die Morphotropie C 15—C 36—C 14 von Bedeutung sind.

Eine ausführliche Mitteilung erscheint in der Zeitschrift für Metallkunde.

Max-Planck-Institut für Metallforschung in Stuttgart.

Konrad Schubert und Kurt Anderko.

Eingegangen am 24. Dezember 1950.

[1]) Friauf, J. B.: J. Amer. chem. Soc. 49, 3107 (1927). — S.B. 1, 541.
[2]) Nowotny, H., u. K. Schubert: Z. Metallkde. 37, 17 (1946).
[3]) Schubert, K., u. H. Pfisterer: Naturwiss. 35, 222 (1948). — Z. Metallkde. 41 (1950).
[4]) Schubert, K., u. U. Rösler: Z. Naturforschg. 5a, 127 (1950). — Z. Metallkde. 41, 298 (1950).
[5]) Runquist, A., H. Arnfelt u. A. Westgren: Z. anorg. Chem. 175, 43 (1928). — S.B. 1, 532.
[6]) Grime, G., u. W. Morris Jones: Phil. Mag. 7, 1113 (1929).
[7]) Ewald, P. P., u. C. Hermann: Strukturbericht 1, 490 (1931).
[8]) Friauf, J. B.: loc. cit. — S.B. 1, 490, 531.
[9]) Dehlinger, U., u. G. E. R. Schulze: Z. Kristallogr. 102, 377 (1940).
[10]) Dehlinger, U., u. G. E. R. Schulze: Z. Metallkde. 33, 151 (1941).

Zum Nachweis von m-Aminophenol in p-Aminosalicylsäure.

Die eutektische Temperatur der p-Aminosalicylsäure (Fp. 150° u. Zers.) mit m-Aminophenol (Fp. 122°) liegt bei 115°. Gleichzeitig mit dem eutektischen Schmelzen beginnt die Zersetzung der PAS. Eine Zersetzung während des eutektischen Schmelzens tritt auch bei Kombinationen der PAS mit Stoffen ein, deren eutektische Temperaturen viel tiefer liegen; als untere Grenze ist ungefähr 80° anzusehen. Man kann daher auf dem Heizmikroskop am vorzeitigen Zersetzungsbeginn noch sehr kleine Mengen von Verunreinigungen erkennen. Dabei kann man aber nicht die Art der Verunreinigung feststellen.

Zur Prüfung der PAS auf das Vorhandensein von m-Aminophenol läßt sich ein Verfahren benützen, das wir schon früher zur Reinheitsprüfung von zersetzlichen Substanzen beschrieben haben, das ist die Bestimmung der eutektischen Temperatur mit einer Mischsubstanz[1]),[2]). Zu diesem Zweck eignet sich das Antipyrin, dessen eutektische Temperatur mit PAS bei 55° und mit m-Aminophenol unter Raumtemperatur liegt. Infolge dieser großen Differenz der beiden eutektischen Temperaturen ist es möglich, noch kleine Mengen von m-Aminophenol in PAS zu erkennen.

Zum Nachweis geht man in folgender Weise vor: Man mischt 1 Teil Antipyrin mit ungefähr 2 Teilen PAS durch Verreiben zwischen 2 Objektträgern, überträgt eine kleine Probe der Mischung auf einen anderen Objektträger, bedeckt mit einem Deckglas und bringt das Präparat auf das Heizmikroskop[2]), wo es durch etwa 10 min bei einer Temperatur von 40 bis 42° gehalten wird. Bei Anwesenheit von m-Aminophenol in PAS treten deutlich Schmelztropfen hervor. Auf diese Weise läßt sich noch 1% m-Aminophenol und bei nicht ganz gleichmäßiger Verteilung noch ½% erkennen. Im letzteren Fall muß man zur Sicherheit das ganze mikroskopische

Präparat durchmustern. Bei Anwesenheit größerer Mengen von m-Aminophenol wird die PAS schon beim Verreiben mit Antipyrin teigig.

Dieser Test hat den Vorteil, daß während des Nachweisversuches keine Gefahr für eine zusätzliche Zersetzung der PAS besteht.

ADELHEID KOFLER (Innsbruck).

Eingegangen am 16. Dezember 1950.

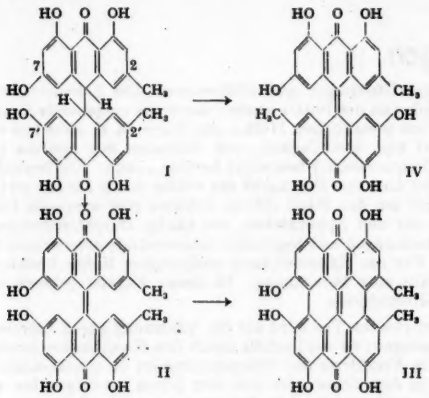
[1]) KOFLER, L., u. M. BRANDSTÄTTER: Ber. dtsch. chem. Ges. 74, 1720 (1941).

[2]) KOFLER, L. u. A.: Mikro-Methoden zur Kennzeichnung organischer Stoffe und Stoffgemische. Innsbruck: Universitätsverlag Wagner 1948.

Die Umwandlung von Penicilliopsin in Hypericin.

Aus *Penicilliopsis clavariaeformis* haben A. E. OXFORD und H. RAISTRICK das gelbe Penicilliopsin $C_{30}H_{24}O_8$ isoliert, aus dem sie durch Luftoxydation in piperidinhaltigem Pyridin ein Oxypenicilliopsin $C_{30}H_{20}O_9$ erhielten[1]). Beim Belichten in Alkohol entstand daraus ein braunes, kristallisiertes Produkt, das mit dem schon früher beschriebenen „Mykoporphyrin" identisch ist. Es hat dieselben charakteristischen Absorptions-Banden wie Hypericin und gleicht diesem photodynamischen Pflanzenfarbstoff auch in anderen Eigenschaften. Bezüglich Farbe und Beständigkeit in Lauge, Ammoniak und alkoholischer Methylaminlösung ergaben sich bei einem Vergleich des belichteten Oxypenicilliopsins mit einem nicht kristallisierten Hypericinpräparat jedoch Unterschiede, die eine Identität der beiden Verbindungen auszuschließen schienen[1]).

Für Hypericin ist die Formel III bewiesen[2]). Wenn Penicilliopsin, wie OXFORD und RAISTRICK vermutet haben, ein Dimeres des Emodinanthranols ist, kann seiner Ketoform die Formel I ($C_{30}H_{22}O_8$ statt $C_{30}H_{24}O_8$, wie die englischen Autoren angeben) zuerteilt werden. Durch Oxydation seiner Enolform müßte es demnach in das Hexaoxydimethyl-dianthron II überzuführen sein, aus dem in Analogie zum Dianthron[3]) durch photochemische Dehydrierung Hypericin entstehen sollte; mit anderen Worten



wenn Penicilliopsin die Konstitution I hat und dem Oxypenicilliopsin Formel II zukommt oder es zum Teil aus II besteht, muß das Bestrahlungsprodukt des Oxypenicilliopsins mit Hypericin identisch sein oder zum mindesten Hypericin enthalten.

Um zu prüfen, ob diese Überlegung richtig ist, haben wir Penicilliopsin durch Erwärmen in Pyridiniumchlorid oxydiert (ein Verfahren, das sich besser bewährte als die Luftoxydation in piperidinhaltigem Pyridin), und den in Methanol löslichen Anteil des Oxydationsproduktes belichtet. Chromatographische Adsorption des Bestrahlungsproduktes aus Tetrahydrofuran an Gips lieferte unter anderem eine dunkelviolette Fraktion, die, wie Tabelle 1 zeigt, in allen untersuchten Eigenschaften mit kristallisiertem Hypericin übereinstimmt. Die Zahlen geben die Lage der Absorptionsmaxima in mμ an. Starke Banden sind durch Fettdruck gekennzeichnet.

Durch reduzierende Acetylierung und anschließende Dehydrierung entsteht aus dem Bestrahlungsprodukt eine blaue Verbindung, die in ihren Absorptionsbanden (**623**, 573 mμ) mit dem in gleicher Weise aus Hypericin erhaltenem Heptaacetoxy-2,2'-dimethyl-naphtodianthren übereinstimmt.

Nach den vorliegenden Befunden zweifeln wir nicht daran, daß die von uns untersuchte Fraktion des belichteten Oxypenicilliopsins mit Hypericin identisch ist. Damit ist für Penicilliopsin, das in der Zelle wahrscheinlich durch oxydative Verknüpfung von zwei Molekeln Frangula-emodin-anthron entsteht, die Formel I bewiesen und gleichzeitig eine Partialsynthese des Hypericins durchgeführt; und zwar auf einem Wege, den wir schon früher[4]) für die Bildung des Hypericins in der Pflanze diskutiert haben. Die oben angeführten Befunde von OXFORD und RAISTRICK (verschiedene Lösungsfarben von Hypericin und belichtetem Oxypenicilliopsin in alkalischen Reagentien) führen wir darauf zurück, daß in ihrem Bestrahlungsprodukt die Farbe des darin vorhandenen Hypericins durch beigemengte andere, bei der Oxydation von I und der Photodehydrierung von II entstandene Verbindungen überdeckt worden ist.

Bei der Oxydation des Penicilliopsins sollte man wegen der Verdrehbarkeit der Ringsysteme auch die Bildung des Dianthrons IV erwarten, das bei der Photodehydrierung ein isomeres Hypericin liefern müßte. Sichere Anhaltspunkte für die Bildung eines solchen Iso-hypericins haben wir bisher nicht gefunden. Eine bevorzugte Bildung von II aus I kann dadurch zustande kommen, daß sich die beiden Ringsysteme des Penicilliopsins infolge Wasserstoffbrückenbildung zwischen den beiden OH-Gruppen an C_7 und $C_{7'}$ vorwiegend so einstellen, wie es Formel I wiedergibt.

Organisch-Chemisches Institut der Universität Göttingen.

HANS BROCKMANN und RÜTGER NEEFF.

Eingegangen am 21. Dezember 1950.

[1]) OXFORD, A. E., u. H. RAISTRICK: Biochem. J. 34, 790 (1940).

[2]) BROCKMANN, H., E. H. v. FALKENHAUSEN u. A. DORLARS: Naturwiss. 37, 540 (1950).

[3]) BROCKMANN, H., u. R. MÜHLMANN: Chem. Ber. 82, 348 (1949).

[4]) BROCKMANN, H., F. POHL, K. MAIER u. M. N. HASCHAD: Liebigs Ann. 553, 29 (1942).

Tabelle 1. *Vergleich des Hypericins mit dem Bestrahlungsprodukt des Oxypenicilliopsins.*

	Hypericin	Bestrahlungsprodukt
Pyridin	rot, rote Fluoreszenz **603** **557** **519**	rot, rote Fluoreszenz **603** **557** **519**
Piperidin, wasserhaltig	grün, rote Fluoreszenz **601** 556 517	grün, rote Fluoreszenz **601** 556 517
Methanolisches Alkali	grün, schwach rote Fluoreszenz, nach 15 min bräunlich	grün, schwach rote Fluoreszenz, nach 15 min bräunlich
Konz. Schwefelsäure	grün, rote Fluoreszenz **651** 599 (504)	grün, rote Fluoreszenz **651** 599 (504)
Tetrahydrofuran	**602** **583** 569 **556** **542** (529)	**602** **583** 569 **556** **542** (529)
Tetrahydrofuran + Salzsäure	**584** 569 **542** 529	**584** 569 **542** 529
Äthanol	**591** 576 **541** (512)	**591** 576 **541** (512)
Acetanhydrid	rot, rote Fluoreszenz **596** 582 552 543	rot, rote Fluoreszenz **596** 582 552 543
Acetanhydrid, erwärmt	rot, rote Fluoreszenz **582** 566 **542** 529	rot, rote Fluoreszenz **582** 566 **542** 529
Acetanhydrid, erwärmt + Pyroboracetat	grün, rote Fluoreszenz **647** (620) 597	grün, rote Fluoreszenz **647** (620) 597
Dasselbe, 2 min gekocht	**632** **612** 582	**632** **612** 582 (542)
33 %ige wäßrige Methylaminlösung	grün	grün

Beobachtung eines photosensibilisierenden Effekts von Akridinorange bei Paramaecium caudatum.

Akridinorange wird in den lebenden Zellen der Paramaecien (P.) hauptsächlich von den Mitochondrien gespeichert. Wie aus der starken Rotfluoreszenz hervorgeht, beträgt die Konzentration des hier gebundenen Farbstoffs $< 1:100$. Die angebotene Farblösung darf aber keine höhere Konzentration als etwa 1:10000 erreichen, da sonst die P. absterben. Der

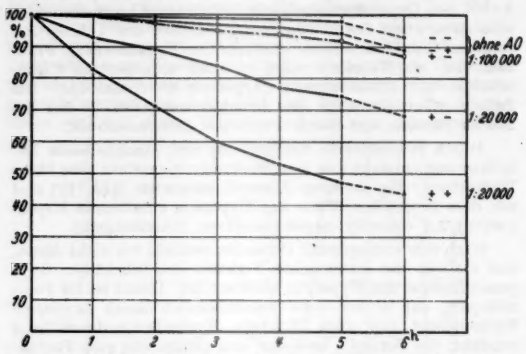


Fig. 1. Zahl der überlebenden Paramaecien in Prozenten der Anfangszahl als Funktion der Zeit. Erklärung der einzelnen Kurven im Text.

Farbstoff dringt also sehr leicht in die Zelle ein, ist aber in dem, lichtoptisch betrachtet, strukturlosen Grundplasma nicht nachweisbar, da er von den Mitochondrien rasch aufgenommen, angereichert und dadurch für die Zelle unschädlich gemacht wird. In Farblösungen mit Konzentrationen $> 1:10000$ steigt die intraplasmatische Konzentration des Farbstoffs so hoch an, daß eine Intoxikation eintritt.

In geringer konzentrierten Lösungen leben P. beliebig lange und bleiben unter sonst geeigneten Lebensbedingungen teilungsfähig, sofern sie der Lichteinwirkung entzogen sind. Um eine verwertbare Bestätigung dieses photosensibilisierenden Effektes des Akridinorange zu erhalten, haben wir vier Versuchsreihen mit größerem Material (insgesamt 1048 Individuen) durchgeführt, deren Ergebnis aus der folgenden Darstellung zu ersehen ist (Fig. 1).

Die vier (ausgezogenen) Kurven der Prozentzahlen der nach 1 bis 6 Std überlebenden P. beziehen sich auf:

—— ungefärbte P., die nur während der Zeit der Auszählung dem Licht einer Glühlampe ausgesetzt wurden (236 Individuen);

—+ ungefärbte P., die mit Licht der Wellenlänge 400 bis 600 mμ (im wesentlichen die Quecksilberlinien 408, 436, 492, 546, 677/9 mμ), Dosis 10^6 erg/cm², bestrahlt wurden (282 Individuen);

+— P., die einer Lösung von 1:20000 ($p_H = 7{,}5$) aufgeschwemmt und nur während der Zeit der Auszählung dem Licht einer Glühlampe ausgesetzt wurden (269 Individuen);

++ P., die aus derselben Aufschwemmung entnommen und (wie unter 2) bestrahlt wurden. Die Bestrahlung setzte 30 min nach erfolgter Anfärbung ein, nach der auch bereits eine Rotfluoreszenz der Mitochondrien erkennbar war (261 Individuen).

Die P. wurden im Dunkeln gehalten. Die Zahl der Überlebenden wurde in Abständen von je 1 Std festgestellt. P., die sich in einer Akridinorangelösung von der Konzentration 1:100000 ($p_H = 7{,}5$) im Dunkeln befanden (strichpunktierte Linie), wiesen ebenfalls rotfluoreszierende Mitochondrien auf. Eine Intoxikation ist also praktisch vermieden.

Institut für Festkörperforschung und Institut für Mikromorphologie der Deutschen Akademie der Wissenschaften in Berlin-Buch. R. Borchert und J.-G. Helmcke.

Eingegangen am 5. 9. 1949; wieder eingegangen am 31. 10. 1950.

Besprechungen.

Kaden, Heinrich: Die elektromagnetische Schirmung in der Fernmelde- und Hochfrequenztechnik. (Technische Physik in Einzeldarstellungen, herausgeg. von W. Meissner, Bd. 10). Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer. München: I. F. Bergmann 1950. VIII, 274 S. u. 145 Abb. DMark 38.—.

Das vorliegende Buch behandelt in sehr guter Vollständigkeit alle Fragen der elektromagnetischen Schirmung, die in der Fernmeldetechnik und in der Hochfrequenztechnik auftreten. Eine zusammenfassende Darstellung dieses Gebietes war bisher nicht vorhanden, so daß zur Bearbeitung eines bestimmten Problems oft erhebliche Sucharbeit in der Literatur notwendig war. Diese Lücke füllt das Buch in bester Weise aus; es wird damit dem Spezialisten eine wertvolle Hilfe sein, noch mehr aber dem Physiker, der nur gelegentlich in seiner Arbeit auf Schirmungsprobleme stößt, die er ohne langes Literaturstudium lösen will. Es enthält außerdem eine ganze Reihe von bisher unveröffentlichten Ergebnissen, so daß es über eine bloße Zusammenfassung noch wesentlich hinausgeht. Die Anordnung des Stoffes nach steigender Schwierigkeit der Probleme erleichtert die Einarbeitung in die Materie für den Lernenden; die übersichtliche Einteilung ermöglicht leichtes Zurechtfinden, wenn es sich um die Bearbeitung eines bestimmten Teilproblems handelt.

Der erste Teil des Buches beschäftigt sich mit der Abschirmung elektrischer und magnetischer Störfelder durch verschiedenartige Schirme. Ebene, zylindrische und Kugel-Schirme werden behandelt mit Rücksicht auf ein äußeres magnetisches Feld und mit Rücksicht auf innere Felderregung (geschirmte Leitungen, gekapselte Spulen). Die Berechnung mehrschichtiger Schirme aus verschiedenen Metallen ist speziell für die praktische Ausführung von Abschirmungen hochwertiger Übertrager sehr willkommen. Die Erfordernisse der Technik und der Praxis werden durch die eingehende Behandlung von metallischen Hüllen mit Fugen (z. B. zwischen einer Kapsel und dem Deckel), von Schirmen mit Spalten (z. B. Hochfrequenzleiter) besonders berücksichtigt. Ein besonderes Kapitel über den Durchgriff des Feldes durch Löcher und den Umgriff um den Rand offener Schirme gibt wertvolle Unterlagen für den Apparatebau, wo häufig Durchbrechungen in Abschirmungen und begrenzte Schirmwände angewendet werden. Für die Kaminwirkung aufgesetzter Rohre findet man ebenfalls eine Berechnung. In dieses Kapitel gehören auch die Gitterschirme.

Im zweiten Teil wird auf die Schirmung gegen Störströme eingegangen; sie wird erfaßt durch den Kopplungswiderstand, der das Verhältnis der Störspannung im zu schützenden System zu dem Strom, der von dem Störer hervorgerufen wird, angibt und damit den Erfordernissen der Leitungs- und Kabeltechnik besonders angepaßt ist. Es werden eine ganze Anzahl spezieller Leiterkonstruktionen (einfache und mehrfache koaxiale Kabel in gemeinsamem Mantel) und das Nebensprechen zwischen verschiedenen Leitungsarten (mit und ohne Zwischenschirm) ausführlich untersucht. Ein Anhang über die wichtigsten Eigenschaften der Zylinder- und Kugelfunktionen ergänzt das Buch für den Studierenden von der mathematischen Seite zu einem geschlossenen Ganzen.

Das Buch, das sich auch durch sauberen Druck und reiche Ausstattung mit Skizzen, Diagrammen und Tabellen auszeichnet, kann allen Interessenten sehr empfohlen werden.

K. Tamm (Göttingen).

Eingegangen am 20. November 1950.

Berichtigung:

In der Besprechung des Buches R. Becker, Theorie der Elektrizität, in Naturwiss. **37**, 479 (1950) ist der Ort des Verlages versehentlich falsch angegeben worden. Es muß heißen: Leipzig u. Berlin: B. G. Teubner.

Verantwortlich für den Textteil: Prof. Dr. Ernst Lamla, Göttingen. — Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg.
Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg.

Unveränderter Nachdruck
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1976